

СОДЕРЖАНИЕ

Номер 3, 2022

Могут ли радиоактивные эманации в сейсмоактивном регионе воздействовать на атмосферное электричество и ионосферу? <i>В. В. Сурков, В. А. Пилипенко, А. С. Силина</i>	3
Скоростные и плотностные разрезы верхней части литосферы Североуральского сегмента <i>П. С. Мартышко, А. Г. Цидаев, В. В. Колмогорова, И. В. Ладовский, Д. Д. Бызов</i>	12
Строение Муйской впадины Байкальского рифта по результатам интерпретации архивных данных вертикальных электрических зондирований <i>А. М. Санчаа, Н. Н. Неведрова</i>	26
Структура сейсмического поля Байкальской рифтовой зоны <i>В. Ф. Писаренко, В. В. Ружич, А. А. Скоркина, Е. А. Левина</i>	37
Оценка сейсмической ситуации в зоне восточного побережья Эгейского моря Греции перед землетрясением с $M = 6.7$ (30.10.2020 г.) <i>Г. А. Попандопуло</i>	56
Сезонные вариации наклона графика повторяемости землетрясений в наведенной сейсмичности в области Койна–Варна, Западная Индия <i>В. Б. Смирнов, М. Г. Потанина, Т. И. Карцева, А. В. Пономарев, А. В. Патонин, В. О. Михайлов, Д. С. Сергеев</i>	76
Прямая и обратная задача геоэлектрики бианизотропных сред на основе объемных интегральных уравнений <i>П. Н. Александров, В. Н. Кризский</i>	92
Двухсторонние оценки типа включений для локализации и детализации местоположения источников гравитационного поля <i>П. И. Балк, А. С. Долгаль</i>	108
Аналитические модели физических полей Земли в региональном варианте с учетом эллиптичности <i>И. Э. Степанова, А. В. Щепетиллов, П. С. Михайлов</i>	121
О необходимости высокоточного мониторинга геомагнитного поля при наклонно-направленном бурении в российской Арктике <i>А. А. Соловьев, Р. В. Сидоров, А. А. Оценко, А. Н. Зайцев</i>	136
Вариации естественных электрических потенциалов в криолитозоне, Якутск <i>В. И. Козлов, Д. Г. Башев, Е. А. Павлов</i>	153

МОГУТ ЛИ РАДИОАКТИВНЫЕ ЭМАНАЦИИ В СЕЙСМОАКТИВНОМ РЕГИОНЕ ВОЗДЕЙСТВОВАТЬ НА АТМОСФЕРНОЕ ЭЛЕКТРИЧЕСТВО И ИОНОСФЕРУ?

© 2022 г. В. В. Сурков^{1, 2, *}, В. А. Пилипенко¹, А. С. Силина¹

¹Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН, г. Москва, Россия

²Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН, г. Троицк, Россия

*E-mail: surkovvadim@yandex.ru

Поступила в редакцию 21.05.2021 г.

После доработки 26.11.2021 г.

Принята к публикации 30.11.2021 г.

Аномальные вариации эмиссии радона из почвы иногда наблюдаются до и после сильных землетрясений. В данной работе мы теоретически анализируем известную гипотезу о том, что эти вариации радиоактивных эманаций в приповерхностном слое атмосферы вызывают вариации вертикального фонового тока в атмосфере с последующими изменениями электронной плотности n_e в нижней ионосфере. Для этого сначала оценим связь вариаций эмиссии радона с вертикальным атмосферным током, текущим в ионосфере. Затем в работе решается модельная задача о пространственном распределении возмущений плотности плазмы и электрического поля, возникающих в E -слое ионосферы под действием втекающего вертикального тока. При этом считалось, что ток, текущий в этот слой, содержит только электронную составляющую и ослабляется только за счет рекомбинации электронов. Оценка максимального изменения n_e по крайней мере на 3–5 порядков меньше наблюдаемых аномальных вариаций, что позволяет сделать вывод о неправдоподобности данной гипотезы.

Ключевые слова: ионосфера, атмосфера, землетрясение, атмосферное электричество, эмиссия радона.

DOI: 10.31857/S0002333722030097

ВВЕДЕНИЕ: ВОЗМОЖНЫЕ МЕХАНИЗМЫ СЕЙСМОИОНОСФЕРНЫХ СВЯЗЕЙ

Динамика ионосферной плазмы очень чувствительна даже к относительно слабым возмущениям электрического поля и движениям нейтрального газа. Поэтому мониторинг ионосферы может быть эффективным средством для обнаружения крупномасштабных возмущений, возможно связанных с различными стадиями сейсмического процесса. Реакция ионосферы на сейсмический толчок и сейсмические волны Рэлея, обусловленная акустико-гравитационными волнами (АГВ), в настоящее время является хорошо известным эффектом и стала физической основой “ионосферной сейсмологии” (см, например [Astafyeva, 2019]). В то же время физическая интерпретация некоторых аномальных ионосферных возмущений, которые можно рассматривать в качестве предвестников землетрясений, до сих пор остается под вопросом и является нерешенной проблемой. Кроме того, в большинстве работ возможные механизмы литосферно-ионосферных связей рассматриваются только качественно, отсутствуют даже грубые модели, позволяющие

дать количественную оценку возможным эффектам. Поэтому разработку таких оценочных моделей мы считаем исключительно важной, т.к. это позволит резко сузить круг поисков возможных направлений изучения сейсмоионосферных связей. Предложено несколько каналов воздействия процессов в литосфере и атмосфере на ионосферу [Сурков, 2000; Molchanov, Hayakawa, 2008; Surkov, Hayakawa, 2014].

– “Акустический” – через АГВ в нейтральной атмосфере [Gokhberg et al., 1994; Klimenko et al., 2011]. Предположительно АГВ могут возбуждаться как во время сейсмических событий, так и до них в результате нестационарного выхода газовых эманаций из земной коры или нерегулярного нагрева приземного слоя атмосферы [Mareev et al., 2002]. По мере распространения АГВ на ионосферные высоты амплитуда скорости движения газа в волне нарастает из-за экспоненциального падения плотности атмосферы с высотой. При проникновении в ионосферу АГВ будет вызывать вариации токов и плотности ионосферной плазмы. Однако возможность появления предсейсми-

ческих АГВ еще не нашла прямых наблюдательных подтверждений.

– “Электростатический” – через крупномасштабное электростатическое поле. Еще в ранних исследованиях сейсмоионосферных связей было высказано предположение, что ионосферные возмущения, возможно связанные с надвигающимися землетрясениями, могут быть вызваны влиянием на ионосферу крупномасштабного сейсмогенного электрического поля [Гохберг и др., 1985]. Подобным образом электрически заряженные грозовые облака могут воздействовать на ионосферу [Park, Dejnakarindra, 1973]. Однако ослабление статического электрического поля между приземной атмосферой и ионосферой слишком велико, чтобы можно было ожидать какого-либо ионосферного отклика на приземные возмущения [Денисенко, 2015]. Тем не менее, полностью исключить возможность этого канала литосферно-ионосферных связей нельзя, т.к. нестационарность источника и анизотропия проводимости резко повышают эффективность просачивания атмосферного поля в ионосферу [Kim et al., 2017]. Хотя сообщения о возмущениях атмосферного электрического поля в сейсмоактивных регионах время от времени появляются [Руленко и др., 1992; 2019], до сих пор нет надежных наблюдательных подтверждений существования таких глобальных возмущений электрического поля перед сейсмическими событиями.

– “Токовый” – через воздействие токов, втекающих в ионосферу. Было высказано предположение, что аномальные изменения в ионосфере связаны с усилением эманации радона (Rn) из почвы. Повышение концентрации Rn у поверхности земли в несколько раз по сравнению с фоновым значением наблюдалось до появления некоторых сильных землетрясений [Virk, Singh, 1994; Inan et al., 2008; Giuliani, Fiorani, 2009; Yasuoka et al., 2009], хотя некоторые исследователи не обнаружили каких-либо статистически значимых изменений концентрации Rn перед землетрясениями [Pitari et al., 2014; Cigolini et al., 2015]. α -частицы, образовавшиеся в результате радиоактивного распада атомов Rn , вносят значительный вклад в ионизацию воздуха только в приповерхностном слое атмосферы, поскольку активность и концентрация Rn быстро убывают с высотой [Тверской, 1962; Zhang et al., 2011]. Аномальный ток над сейсмическим очагом может возникать из-за модуляции радиоактивными эманациями проводимости воздуха и тем самым – атмосферного тока хорошей погоды между ионосферой и Землей [Мартыненко и др., 1994; Fuks et al., 1997; Harrison et al., 2013; Surkov, 2015]. Формально, этот механизм подобен “орографическому эффекту” в физике атмосферного электричества – изменению электрического поля и тока над горными массивами [Tzur et al., 1985].

Также сейсмические события предположительно вызывают появление восходящих потоков заряженных аэрозолей, которые могут переносить электрическое поле и ток из приземной атмосферы в нижнюю ионосферу [Pulinets, Boyarchuk, 2004; Klimenko et al., 2011; Sorokin, Nayakawa, 2014]. Отметим, что прямых наблюдений подобных восходящих потоков не имеется. Основная проблема этой гипотезы заключается в том, что из-за большой массы аэрозолей трудно объяснить их вынос на высоты более 10 км. Поэтому для объяснения ионосферных аномалий, которые могут быть связаны с сейсмическими событиями, приходится допускать наличие больших “аэрозольных” токов и сторонних электрических полей, которые на много порядков превышают наблюдаемые значения этих величин в нижней атмосфере.

Ранние исследования выявили случаи образования аномалий плотности плазмы над эпицентром надвигающихся землетрясений с использованием вертикального зондирования ионосферы или данных низкоорбитальных спутников (собранные в книге [Pulinets, Boyarchuk, 2004]). Из-за редкого совпадения таких наблюдений с районом сейсмической активности эти результаты остаются непроверенными, хотя и многообещающими догадками. Гораздо больший материал для изучения сейсмоионосферных связей предоставляют современные средства непрерывного мониторинга состояния ионосферы.

Изменения фазы и амплитуды сверхдлинных волн (СДВ) (3–30 кГц), распространяющихся в волноводе Земля–ионосфера вдоль трасс над очагом подготовки землетрясения, использовались для поиска ионосферных предвестников землетрясения. Такие фазовые и амплитудные аномалии действительно были обнаружены за 3–6 дней до некоторых землетрясений [Rozhnoi et al., 2004; 2009; Nayakawa et al., 2010]. Изменения амплитуды и фазы принимаемого СДВ сигнала могут быть связаны с локальным изменением плотности нижних слоев ионосферы в первой зоне Френеля над местом землетрясения. По мнению [Harrison et al., 2010] именно аномальный вертикальный ток над местом выхода радиоактивных эманаций может быть причиной смещения верхней стенки волновода, приводящего к СДВ аномалиям.

Гораздо большие возможности мониторинга практически всей ионосферы открылись с появлением глобальных навигационных спутниковых систем (ГНСС), таких как GPS, ГЛОНАСС и др. Средства ГНСС предоставляют информацию о вариациях интегрального вдоль радиолуча параметра – полного электронного содержания (ПЭС). Постоянно расширяющиеся наблюдения ПЭС становятся глобальным методом мониторинга ионосферного отклика на восходящие АГВ, генерируемые сейсмическими волнами [Ochipinti

et al., 2013] и цунами [Шалимов и др., 2019; Сорokin и др., 2019; Sorokin et al., 2019]. Легкая доступность огромного количества данных ПЭС вызвала всплеск исследований, направленных на поиск ионосферных предвестников землетрясений. На основе анализа этих данных появились сообщения об аномальных вариациях ПЭС, наблюдавшихся за несколько дней до землетрясения [Pulinets, Ouzounov, 2011; Nenovski et al., 2015], хотя многие исследователи сомневаются в наличии предвестников землетрясений в ионосфере и считают заявленные эффекты сомнительными. В качестве возможного механизма возмущения ПЭС предполагалось, что локальное возмущение электрического поля в *E*-слое ионосферы сносится в *F*-слой и приводит к изменению плотности плазмы и ПЭС в верхней ионосфере [Klimenko et al., 2011].

Одним из возможных механизмов литосферно-ионосферных связей предположительно является изменение проводимости воздуха в нижних слоях атмосферы под действием повышенной эманации радона из почвы в сейсмически активных районах до и после землетрясения. На этом предположении основана гипотеза о том, что усиление радиоактивных эманаций приводит к изменениям фонового атмосферного тока, протекающего в глобальной электрической цепи, что, в свою очередь, может приводить к вариациям концентрации электронов в ионосфере. На основании этой гипотезы качественно интерпретировались предвестниковые аномалии в нижней [Rapoport et al., 2004; Harrison et al., 2010; 2013] и верхней [Ouzounov et al., 2011; Pulinets, Davidenko, 2014] ионосфере. Однако пока нет теоретических оценок, которые могли бы подтвердить или опровергнуть эту гипотезу. Основная цель этого исследования – проверить данную гипотезу и оценить, может ли влияние радона на проводимость воздуха в нижних слоях атмосферы вызвать аномалии в ионосфере, которые можно связать с сейсмическими событиями.

МОДЕЛЬ СРЕДЫ И ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Основными источниками ионизации воздуха в нижних слоях атмосферы являются космические лучи и радиоактивные элементы, в основном тяжелый газ радон, проникающий из почвы в атмосферу. Ионизация воздуха из-за радиоактивного распада радона приводит к появлению свободных электронов. Время жизни свободных электронов очень мало, поскольку электроны быстро присоединяются к нейтральным молекулам за время порядка 1 нс. Поэтому проводимость воздуха в нижнем слое атмосферы, в основном, определяется наличием легких и кластерных ионов и частично – заряженными аэрозолями. Концентрация радона быстро падает с высотой, так что его

влияние на ионизацию и проводимость воздуха становится незначительным на высоте более нескольких километров.

Предположим, что фоновый атмосферный ток направлен вертикально вверх вдоль оси *z*. Плотность этого тока J_z определяется законом Ома $J_z = -\sigma_a d\phi/dz$, где σ_a – проводимость воздуха, а ϕ – электрический потенциал. Используя этот закон, выразим плотность атмосферного тока через разность потенциалов ϕ_a между ионосферой и землей, а также через полное электрическое сопротивление R вертикального атмосферного столба воздуха с единичным сечением и высотой h , равной расстоянию между землей и нижней кромкой ионосферы:

$$J_a = |J_z| = \frac{\phi_a}{R}, \quad R = \int_0^h \frac{dz}{\sigma_a(z)}. \quad (1)$$

Теоретические оценки показывают, что интегральное сопротивление атмосферы уменьшится на 10–20%, если произойдет локальное увеличение концентрации радона у поверхности земли в 2–3 раза [Harrison et al., 2010; Surkov, 2015]. Именно такие изменения в концентрации радона наблюдались, например, за два месяца до землетрясения в Кобе с магнитудой $M_w = 6.9$, произошедшего 17.01.1995 г. [Yasuoka et al., 2009].

Из формулы (1) следует, что при заданной величине ϕ_a малые вариации сопротивления вертикального столба воздуха δR и плотности фонового атмосферного тока δJ_a связаны соотношением $\delta J_a/J_a = -\delta R/R$. Таким образом, уменьшение сопротивления ($\delta R < 0$) влечет за собой соответствующее увеличение плотности фонового атмосферного тока.

Вертикальный атмосферный ток, поступающий через нижнюю границу ионосферы, частично растекается по проводящему *E*-слою ионосферы и частично просачивается в *F*-область. Вначале исследуем распределение полей и токов в *E*-слое ионосферы. Для этого рассмотрим простую плоско-слоистую модель ионосферы и магнитосферы, в которой геомагнитное поле \mathbf{B}_0 направлено вдоль вертикальной оси *z*, а *E*-область ионосферы располагается в слое $0 < z < l$.

Предположим, что возрастание активности радона из почвы вызывает вариацию плотности атмосферного тока δJ_a . Эта вариация тока втекает вдоль оси *z* в ионосферу через ее нижнюю границу ($z = 0$). Рассмотрим стационарную задачу, в которой токи и электрические поля не зависят от времени. Распределение плотности тока на нижней границе ионосферы зададим в следующем виде:

$$\delta J_a(r, 0) = \delta J_{\max} \exp(-r^2/r_0^2), \quad (2)$$

где: r – полярный радиус; r_0 – характерный поперечный размер тока δJ_a , равный по порядку величины размеру сейсмически активной области или ширины разлома, т.е. величины порядка сотен км.

Закон Ома для плотности тока $\delta \mathbf{J}$ и электрического поля \mathbf{E} в анизотропнопроводящем E -слое ионосферы имеет вид:

$$\delta \mathbf{J} = \sigma_{\parallel} \mathbf{E}_{\parallel} + \sigma_P \mathbf{E}_{\perp} + \sigma_H (\mathbf{B}_0 \times \mathbf{E}_{\perp}) / B_0, \quad (3)$$

где: σ_{\parallel} – продольная проводимость ионосферной плазмы; σ_P и σ_H – проводимости Педерсена и Холла соответственно; \mathbf{E}_{\parallel} и \mathbf{E}_{\perp} обозначают параллельную и перпендикулярную компоненты электрического поля по отношению к геомагнитному полю \mathbf{B}_0 . Для упрощения задачи предполагается, что компоненты проводимости ионосферной плазмы постоянны в пределах E -слоя ионосферы и равны их средним по толщине слоя значениям. Эта задача является осесимметричной, поскольку локальное геомагнитное поле \mathbf{B}_0 направлено вдоль вертикальной оси z , а функция δJ_a зависит только от r . Поэтому в дальнейшем используем цилиндрическую систему координат, в которой все функции не зависят от азимутального угла φ . Тогда проекции вектора $\delta \mathbf{J}$ на орты цилиндрической системы координат имеют вид:

$$\delta J_z = \sigma_{\parallel} E_z, \quad \delta J_r = \sigma_P E_r, \quad \delta J_{\varphi} = \sigma_H E_r, \quad (4)$$

где E_z и E_r – вертикальная и горизонтальная проекции вектора напряженности электрического поля. Подставляя проекции вектора плотности тока (4) в уравнение непрерывности тока $\nabla \cdot \delta \mathbf{J} = 0$, получим:

$$\sigma_{\parallel} \frac{\partial E_z}{\partial z} + \sigma_P \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r E_r) = 0. \quad (5)$$

Кроме того, в стационарном случае выполняется уравнение $\nabla \times \mathbf{E} = 0$, откуда следует, что

$$\frac{\partial E_r}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial r} = 0. \quad (6)$$

Заметим, что в рассматриваемом здесь случае вертикального поля \mathbf{B}_0 проводимость Холла не входит в уравнения (5) и (6), и, следовательно, не влияет на электрическое поле. Тем не менее, эта проводимость оказывает влияние на азимутальный ток δJ_{φ} .

На нижней границе ионосферного E -слоя должна быть непрерывна нормальная составляющая плотности тока. Отсюда следует граничное условие: $\delta J_z(r, 0) = \delta J_a(r, 0)$, где $\delta J_a(r, 0)$ означает плотность атмосферного тока, втекающего в ионосферу, которая определяется соотношением (2). Для того, чтобы оценить максимальный эффект в E -слое, будем вначале пренебрегать током, вытекающим в F -слой, т.е. будем предполагать,

что на верхней границе E -слоя выполняется условие: $\delta J_z(r, l) = 0$. Решение этой задачи, полученное с помощью преобразования Ганкеля по параметру r , см. в Приложении.

ОЦЕНКА ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ И ВАРИАЦИЙ ЭЛЕКТРОННОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ В ИОНОСФЕРЕ

В этом разделе мы исследуем вопрос о том, как изменения атмосферного фонового тока связаны с концентрацией электронов в E -слое ионосферы. Решение задачи о распределении электрического поля в области E -ионосферы ($0 < z < l$) находим, применяя обратное преобразование Ганкеля к соотношению (A8). Радиальная составляющая электрического поля запишется в виде:

$$E_r = \frac{\delta J_{\max} r_0^2}{2\sigma_{\parallel}} \int_0^{\infty} \frac{\cosh\{\lambda(l-z)\}}{\lambda \sinh(\lambda l)} \times \exp\left(-\frac{kr_0^2}{4}\right) J_1(kr) k^2 dk, \quad (7)$$

где: $J_1(kr)$ обозначает функцию Бесселя первого рода; $\lambda = k(\sigma_P/\sigma_{\parallel})^{1/2}$. Интегральная сумма в формуле (7) набирается в основном в интервале $0 \leq k < k_0 = 2/r_0$, поскольку при $k \gg k_0$ подынтегральная функция быстро убывает из-за экспоненциально уменьшающегося множителя $\exp(-k^2 r_0^2/4)$. Теперь оценим величину аргументов гиперболических функций в соотношении (7) для интервала $0 < k < k_0$. Выбирая следующие численные значения параметров: $r_0 = 100$ км, $l = 30$ км, $\sigma_{\parallel} = 0.1$ См/м, $\sigma_P = 10^{-4}$ См/м (ночные условия), получаем неравенство: $\lambda l < (2l/r_0)(\sigma_P/\sigma_{\parallel})^{1/2} \approx 0.02$. Это означает, что подынтегральную функцию (7) можно упростить, полагая, что $\cosh\{\lambda(l-z)\} \approx 1$ и $\sinh(\lambda l) \approx \lambda l$. Тогда в первом приближении получаем:

$$E_r \approx \frac{\delta J_{\max} r_0^2}{2\Sigma_P} \int_0^{\infty} \exp\left(-\frac{k^2 r_0^2}{4}\right) J_1(kr) dk, \quad (8)$$

где $\Sigma_P = \sigma_P l$ – интегральная проводимость Педерсена E -слоя. Заметим, что в этом приближении E_r зависит только от радиуса r , а зависимость от z появляется в следующем приближении.

Аналогичным образом можно упростить выражение для вертикальной компоненты электрического поля. В первом приближении получаем:

$$E_z \approx \frac{\delta J_{\max} r_0^2}{2\sigma_{\parallel}} \left(1 - \frac{z}{l}\right) \int_0^{\infty} \exp\left(-\frac{k^2 r_0^2}{4}\right) J_0(kr) k dk. \quad (9)$$

Интегралы (8) и (9) сводятся к табличным [Градштейн, Рыжик, 2007]. В результате получим:

$$\begin{aligned} E_r &\approx \frac{\delta J_{\max} r_0^2}{2r \Sigma_p} \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{r^2}{r_0^2}\right) \right\}, \\ E_z &\approx \frac{\delta J_{\max}}{\sigma_{\parallel}} \left(1 - \frac{z}{l}\right) \exp\left(-\frac{r^2}{r_0^2}\right). \end{aligned} \quad (10)$$

Непосредственной подстановкой можно убедиться, что приближенные решения (10) удовлетворяют исходным уравнениям (5), (6).

Анализ формул (10) показывает, что максимальные значения E_r и плотности радиального тока δJ_r достигаются при $r \approx 1.2r_0$. Наибольшие значения этих величин линейно зависят от амплитуды втекающего атмосферного тока δJ_{\max} и характерного размера r_0 возмущенной области: $E_{r\max} \approx 0.32\delta J_{\max} r_0 / \Sigma_p$ и $\delta J_{r\max} \approx 0.32\delta J_{\max} r_0 / l$. Продольное поле E_z практически исчезает в ионосфере из-за высокой проводимости плазмы вдоль геомагнитного поля ($\sigma_{\parallel} \rightarrow \infty$).

Атмосферный ток вблизи нижней границы ионосферы переносится, в основном, свободными электронами, так как их подвижность намного больше подвижности ионов. В E -слое ионосферы дрейфовое движение электронов и ионов, а также их вклады в полный ток различаются, поскольку электроны замагничены, а ионы — нет. Ниже мы оценим максимальные значения вариаций электрического поля и концентрации электронов в нижней ионосфере, связанные с этим эффектом.

Рассмотрим простую модель ионосферной плазмы, состоящей из электронов и однозарядных положительных и отрицательных ионов и нейтральных молекул одного типа. Изменение концентрации электронов в ионосфере n_e описывается балансным уравнением:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = \gamma_c - \alpha n_e n_+ - \nu_a n_e + e^{-1} \nabla \cdot \mathbf{j}_e + \nabla \cdot (D_e \nabla n_e). \quad (11)$$

Здесь: γ_c — скорость образования электрон-ионных пар под действием коротковолновой радиации и космических лучей; n_+ — плотность положительных ионов; α — коэффициент электрон-ионной рекомбинации; ν_a — частота прилипания электронов к нейтральным молекулам; e — элементарный заряд; \mathbf{j}_e — плотность тока электронов; D_e — коэффициент диффузии электронов. Все перечисленные выше коэффициенты зависят от высоты z . На высотах E -слоя убыль электронов определяется, в основном рекомбинацией электронов с ионами [Kelley, 1989]. Поэтому в уравнении (11) будем пренебрегать прилипанием электронов к молекулам воздуха и диффузией электронов, т.е. слагаемыми $\nu_a n_e$ и $\nabla \cdot (D_e \nabla n_e)$. При

этом из условия квазинейтральности плазмы следует, что $n_+ \approx n_e$.

Рассмотрим стационарный случай, когда в уравнении (11) можно пренебречь производной по времени. В этом приближении из уравнения (11) следует, что малые вариации плотности электронного тока $\delta \mathbf{j}_e$ и концентрации электронов δn_e связаны соотношением:

$$\delta n_e \approx \frac{1}{2\alpha n_e} \nabla \cdot \delta \mathbf{j}_e. \quad (12)$$

Это соотношение описывает возмущение плотности ионосферной плазмы, возникающее при втекании стационарного тока в E -слой, его растекание по слою и ослабление из-за рекомбинации. Компоненты вектора $\delta \mathbf{j}_e$ можно найти из формул: $\delta j_{ez} = \sigma_{e\parallel} E_z$ и $\delta j_{er} = \sigma_{eP} E_r$, где $\sigma_{e\parallel}$ и σ_{eP} обозначают составляющие продольной и перпендикулярной проводимости плазмы, обусловленные движением только электронов. Заметим, что компоненты проводимости, входящие в ток в формуле (10), определяются вкладом как электронов, так и ионов, т.е. $\sigma_{\parallel} = \sigma_{e\parallel} + \sigma_{i\parallel}$ и $\sigma_P = \sigma_{eP} + \sigma_{iP}$, где индексы e и i относятся к электронам и ионам соответственно. При условии $\delta n_e \ll n_e$, вариации электронной концентрации мало отражаются на проводимости ионосферной плазмы. Поэтому в рамках принятой нами модели компоненты электронной и ионной проводимости имеют постоянные значения в пределах E -слоя ионосферы.

Выразим компоненты плотности тока электронов δj_{ez} и δj_{er} через составляющие электрического поля (10) и компоненты проводимости плазмы, а затем подставим их в уравнение (12). Тогда после ряда преобразований получим, что:

$$\frac{\delta n_e}{n_e} = \frac{\delta J_{\max} (\sigma_{e\parallel} \sigma_{iP} - \sigma_{i\parallel} \sigma_{eP})}{2\alpha e \sigma_{\parallel} n_e^2 \Sigma_p} \exp\left(-\frac{r^2}{r_0^2}\right). \quad (13)$$

Эту формулу можно упростить, учитывая, что $\sigma_{e\parallel} \gg \sigma_{i\parallel}$, и, следовательно, $\sigma_{\parallel} \approx \sigma_{e\parallel}$. В результате получим, что:

$$\frac{\delta n_e}{n_e} \approx \frac{\delta J_{\max} \sigma_{iP}}{2\alpha e n_e^2 \Sigma_p} \exp\left(-\frac{r^2}{r_0^2}\right). \quad (14)$$

Таким образом, пространственная структура возмущения концентрации электронов в E -слое ионосферы зависят от r приблизительно так же, как вариации атмосферного тока δJ_a : эти вариации убывают в поперечном направлении с характерным масштабом r_0 и имеют максимальные значения при $r = 0$. Из формулы (14) вытекает оценочное соотношение для возмущения плотности ионосферной плазмы:

$$\left(\frac{\delta n_e}{n_e}\right)_{\max} \approx \frac{\delta J_{\max} \sigma_{iP}}{2\alpha e l n_e^2 \sigma_p}, \quad (15)$$

где $\sigma_p = \sigma_{eP} + \sigma_{iP}$. Для численных оценок используем характерные значения параметров для E -слоя ночной ионосферы: $\alpha = 10^{-13} \text{ м}^3/\text{с}$, $n_e = 3.1 \times 10^9 \text{ м}^{-3}$, $l = 50 \text{ км}$, $\sigma_{iP} = 3 \times 10^{-6} \text{ См/м}$, $\sigma_p = 5 \times 10^{-6} \text{ См/м}$ [Иванов-Холодный, 1990; Kelley, 1989]. Типичная величина плотности тока хорошей погоды порядка $J_a = 2 \text{ пА/м}^2$. В качестве аномальной вариации этого тока возьмем заметную величину 50% от фонового тока, т.е. $\delta J_{\max} = 1 \text{ пА/м}^2$. Из оценки (10) следует, что такой ток вызывает появление горизонтального электрического поля в ночном E -слое ($\Sigma_p = 0.3 \text{ См}$) с величиной $\sim 10^{-4} \text{ мВ/м}$ в области с масштабом $r_0 = 100 \text{ км}$. Подставляя параметры тока и ионосферы в оценочное соотношение (15), находим максимальное значение вариации электронной концентрации: $(\delta n_e/n_e)_{\max} \approx 4 \times 10^{-5}$. Для дневных параметров ионосферы относительное возмущение будет еще меньше.

В работе не учитывалось влияние токов, выходящих из E -области в F -область ионосферы и замыкающихся на магнито-сопряженную ионосферу. Оценки в рамках простейших моделей показывают, что учет этого влияния приводит к замене Σ_p в формуле (14) на сумму $\Sigma_p + \bar{\Sigma}_p$, где $\bar{\Sigma}_p$ – интегральная проводимость Педерсена сопряженной ионосферы. Следовательно, относительная вариация концентрации электронов в E -слое, по-прежнему, очень мала.

В заключение сделаем несколько замечаний по поводу “радонового” эффекта в F -слое ионосферы. Если принять во внимание, что ток в F -слое должен быть конечным, то грубую оценку вариации концентрации электронов в этой области можно получить, используя формулу (12) с параметрами F -области: $\alpha = 10^{-16} - 3 \times 10^{-14} \text{ м}^3/\text{с}$ и $n_e = 10^{10} - 10^{11} \text{ м}^{-3}$ (для ночных условий [Иванов-Холодный, 1990]). Продольная проводимость плазмы в данной области ионосферы намного больше поперечной проводимости, поэтому продольный ток электронов δj_{ez} пронесется здесь практически без изменений, т.е. $\nabla \cdot \delta \mathbf{j}_e \approx 0$ и, следовательно, в первом приближении $\delta n_e \approx 0$. Если же допустить, что продольный ток в F -области по какой-то причине ослабляется, и использовать грубую оценку: $\nabla \cdot \delta \mathbf{j}_e \approx \delta J_{\max}/L$, где $L \approx 300 - 500 \text{ км}$ – характерный размер F -области, то из формулы (12) получим: $(\delta n_e/n_e)_{\max} \approx 2 \times 10^{-8} - 10^{-3}$. Несмотря на то, что эта оценка варьируется в столь широком диапазоне, относительная вариация электронной концентрации

очень мала. Следовательно, вариации эманации радона из почвы и связанные с ними изменения проводимости нижней атмосферы практически не сказываются на концентрации электронов и ПЭС ни в E -, ни в F -слоях ионосферы.

ОБСУЖДЕНИЕ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В этой работе изучалась правдоподобность гипотезы о том, что вариации эмиссии радона могут повлиять на вертикальный фоновый атмосферный ток, который, в свою очередь, приведет к вариациям плотности ионосферной плазмы. Для проверки этой гипотезы решена модельная задача о растекании и рекомбинации вертикального атмосферного тока в E -слое ионосферы и дана теоретическая оценка изменения электронной концентрации, связанного с этим эффектом. Теоретический анализ показал, что локальные вариации фонового тока, связанные с изменением концентрации радона в нижних слоях атмосферы, практически не влияют на распределение электронов в ионосфере. Например, вариации атмосферного тока величиной 50%, связанные с эмиссией радона, могут вызвать в ионосфере относительное изменение концентрации электронов $(\delta n_e/n_e)_{\max} \sim 10^{-3} - 10^{-5}$. Несмотря на то, что параметры ионосферы подвержены сильным изменениям в зависимости от времени суток, солнечной активности и т.п., оценки вариаций ионосферных параметров дают столь малые величины, что делает изучаемую гипотезу мало правдоподобной. Только уникально большие изменения интегральной проводимости атмосферы, например, в результате высотных ядерных взрывов, извержений вулканов, и над высокими горными массивами, могут вызвать изменения полей и плазмы в ионосфере [Пономарев и др., 2011].

Вывод о неправдоподобности данной гипотезы может быть подкреплён экспериментальными результатами работы [Schekotov et al., 2021], посвященной исследованию возможной связи между аномальными крайне-низкочастотными (КНЧ) вариациями электромагнитного поля Земли перед землетрясениями и пре-сейсмическими изменениями температуры воздуха, которые могли быть связаны с увеличением ионизации воздуха вследствие роста активности Rn в приземном слое атмосферы. Анализ наблюдательных данных показал отсутствие какой-либо корреляции между этими явлениями, поскольку ни положение проекции источника электромагнитных возмущений, ни время его появления не совпали с аналогичными параметрами температурных аномалий. Более того, даже более мощное ионизирующее излучение, вызванное катастрофой на атомной станции в Фукусиме, не привело к аномалиям электромагнитного поля в приземной

атмосфере [Schekotov et al., 2021]. Этот результат является естественным, поскольку ионизация сама по себе не приводит к образованию объемных зарядов в отсутствие сторонних сил. Возможный же механизм воздействия аномально сильной ионизации приземной атмосферы радиоактивными выбросами на ионосферу при авариях на атомных станциях требует отдельного рассмотрения [Боярчук и др., 2013].

В работе [Pulinets, Ouzounov, 2011] сделано предположение о том, что увеличение ионизации воздуха радиоактивным радоном приводит к накоплению зарядов на так называемых больших ионных кластерах (БИК), которые становятся центрами конденсации водяного пара в приземной атмосфере. Согласно их оценкам, конденсация пара на БИК будет сопровождаться выделением скрытой теплоты парообразования и интенсивным нагревом воздуха в нижней атмосфере, что приведет к росту средней температуры воздуха на 2–3 К. Эта гипотеза могла бы объяснить повышенный уровень уходящего вверх потока инфракрасного излучения, что иногда наблюдалось на спутниках над сейсмически активными районами [Tronin, 1996; Tramutoli et al., 2001; Surkov et al., 2006]. Тем не менее, теоретическая оценка показывает, что для объяснения этого эффекта в рамках данной гипотезы требуется нереально большая концентрация БИК [Surkov, 2015], а оценка реального теплового потока, связанного с “радоновым эффектом”, оказывается меньше величины, приведенной в работе [Pulinets, Ouzounov, 2011] на 10–12 порядков.

Таким образом, единственный значительный “радоновый эффект”, который может быть объяснен и подкреплён теоретическим анализом – это изменение электропроводности воздуха в нижних слоях атмосферы, а также снижение сопротивления вертикального столба воздуха на 10–15%. Аномальный рост концентрации радона, иногда наблюдаемый в сейсмически активных регионах, не может объяснить, по крайней мере в рамках рассмотренной выше гипотезы, наблюдаемые изменения ПЭС ионосферы.

Дополнительные ионосферные эффекты могут быть связаны с неоднородным распределением реальной невозмущенной ионосферной плазмы и наличием внешних ионосферных полей. Малые возмущения плазмы, обусловленные “радоновым” или каким-то другим эффектом, приведут к поляризации плазменных неоднородностей во внешнем электрическом поле и переносу поляризационного поля вдоль линий магнитной индукции в верхнюю ионосферу. В бесстолкновительной плазме верхней ионосферы даже слабое поле может вызвать смещение максимума F -слоя по высоте. Однако численная оценка этого эффекта требует отдельного рассмотрения.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Применяя преобразование Ганкеля по r к уравнениям (5) и (6), получаем:

$$\sigma_{\parallel} e_z' + k \sigma_p e_r = 0, \quad (A1)$$

$$e_r' + k e_z = 0, \quad (A2)$$

где k – параметр преобразования Ганкеля, а штрихи обозначают производные z . Кроме того, здесь использованы следующие обозначения:

$$e_z(k, z) = \int_0^{\infty} E_z(r, z) J_0(kr) r dr, \quad (A3)$$

$$e_r(k, z) = \int_0^{\infty} E_r(r, z) J_1(kr) r dr,$$

где $J_0(x)$ и $J_1(x)$ – функции Бесселя первого рода нулевого и первого порядков. Из уравнений (A1) и (A2), получаем:

$$e_r'' - \lambda^2 e_r = 0, \quad (A4)$$

где $\lambda = k(\sigma_p/\sigma_{\parallel})^{1/2}$. Общее решение уравнения (A4) имеет вид:

$$e_r = c_1 \exp(\lambda z) + c_2 \exp(-\lambda z), \quad (A5)$$

где c_1, c_2 – неопределенные коэффициенты.

На нижней границе E -слоя при $z = 0$, должна быть непрерывна нормальная составляющая плотности тока. Применяя преобразование Ганкеля к соотношению (2), запишем это граничное условие в следующем виде:

$$e_r'(k, 0) = -\frac{\delta j_{\max} k r_0^2}{2\sigma_{\parallel}} \exp\left(-\frac{k^2 r_0^2}{4}\right). \quad (A6)$$

Вариация плотности вертикального тока δj_z обращается в нуль на верхней границе E -слоя $z = l$. Отсюда следует граничное условие $e_r'(k, l) = 0$. Подставляя решение (A5) для e_r в указанные выше граничные условия, приходим к системе алгебраических уравнений для коэффициентов c_1 и c_2 . Решение этой системы имеет вид:

$$c_{1,2} = \frac{\delta J_{\max} k r_0^2}{4\sigma_{\parallel} \lambda \sinh(\lambda l)} \exp\left(\mp \lambda l - \frac{k r_0^2}{4}\right). \quad (A7)$$

Подставляя эти коэффициенты в формулу (A5), получаем решение задачи:

$$e_r = \frac{\delta J_{\max} k r_0^2 \cosh\{\lambda(l-z)\}}{2\sigma_{\parallel} \lambda \sinh(\lambda l)} \exp\left(-\frac{k r_0^2}{4}\right). \quad (A8)$$

Вертикальная составляющая поля находится с помощью соотношения $e_z = -e_r'/k$. Окончательное решение задачи находится обратным преобразованием Ганкеля.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена по госзаданию ИФЗ РАН и ИЗМИРАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Боярчук К.А., Туманов М.В., Панфилова Е.И., Милосердова Л.В., Карелин А.В., Пулинец С.А., Узунов Д.* Дистанционный мониторинг обстановки окружающей среды вокруг атомных электростанций с космических аппаратов // *Геоматика*. 2013. № 1(18). С. 63–67.
- Гохберг М.Б., Гуфельд И.Л., Гершензон Н.И., Пилипенко В.А.* Эффекты электромагнитной природы при разрушении земной коры // *Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли*. 1985. Т. 1. С. 72–87.
- Градштейн И.С., Рыжик И.М.* Таблицы интегралов, рядов и произведений. 7-е изд. СПб.: БХВ-Петербург. 2011. 1232 с.
- Денисенко В.В.* Оценка степени проникновения электрического поля от земной поверхности до ионосферы // *Журн. физической химии*. 2015. Т. 34. № 10. С. 44–50.
- Иванов-Холодный Г.С.* Ионосфера. В кн. “Физическая энциклопедия”. Т. 2. М.: Советская энциклопедия. 1990. С. 212–215.
- Мартыненко С.И., Фукс И.М., Шубова Р.С.* Реакция нижней ионосферы на вариации приповерхностной проводимости атмосферы // *Геоматизм и Аэрономия*. 1994. Т. 34. № 2. С. 121–129.
- Пономарев Е.А., Чернева Н.В., Фирстов П.П.* Формирование локального электрического поля атмосферы под влиянием факторов ионизации // *Геоматизм и аэрономия*. 2011. Т. 51. № 3. С. 405–411.
- Руленко О.П., Иванов А.В., Шумейко А.В.* Краткосрочный атмосферно-электрический предвестник землетрясения Камчатского 6 марта 1992 г., $M = 6.1$ // *Докл. РАН*. 1992. Т. 326. Вып. 6. С. 980–982.
- Руленко О.П., Марапулец Ю.В., Кузьмин Ю.Д., Солодчук А.А.* Совместное возмущение геоакустической эмиссии, радона, торона и атмосферного электрического поля по данным наблюдений на Камчатке // *Физика Земли*. 2019. № 5. С. 76–86. <https://doi.org/10.31857/S0002-33372019576-86>
- Сорокин В.М., Яценко А.К., Сурков В.В.* Генерация геомагнитных возмущений в ионосфере волной цунами // *Геоматизм и аэрономия*. 2019. Т. 59. № 2. С. 236–248. <https://doi.org/10.1134/S0016794019020135>
- Сурков В. В.* Электромагнитные эффекты при землетрясениях и взрывах. М.: МИФИ. 2000. 448 с.
- Тверской П.Н.* Курс метеорологии (физика атмосферы). Л.: Гидрометеоиздат. 1962. 700 с.
- Шалимов С.Л., Рожной А.А., Соловьева М.С., Ольшанская Е.В.* Воздействие землетрясений и цунами на ионосферу // *Физика Земли*. 2019. №1. С. 199–213.
- Astafyeva E.* Ionospheric detection of natural hazards // *Reviews of Geophysics*. 2019. V. 57. P. 1265–1288. <https://doi.org/10.1029/2019RG000668>
- Cigolini C., Laiolo M., Coppola D.* The LVD signals during the early-mid stages of the L’Aquila seismic sequence and the radon signature of some aftershocks of moderate magnitude // *J. Environ. Radioactiv.* 2015. V. 139. P. 56–65. <https://doi.org/10.1016/j.jenvrad.2014.09.017>
- Fuks I.M., Shubova R.S., Martynenko S.I.* Lower ionosphere response to conductivity variations of the near-earth atmosphere // *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*. 1997. V. 59. P. 961–965. [https://doi.org/10.1016/S1364-6826\(96\)00069-7](https://doi.org/10.1016/S1364-6826(96)00069-7)
- Giuliani G., Fiorani A.* L’Aquila 2009 la mia verità sul terremoto. Rome: Castelvecchi Editore. 2009. 166 p.
- Gokhberg M.B., Nekrasov A.K., Shalimov S.L.* A new approach to the problem of the lithosphere-ionosphere coupling before the earthquakes. *Electromagnetic Phenomena Related to Earthquake Prediction* / M. Hayakawa and Y. Fujinawa (eds.) Tokyo: Terra Scientific Publishing Company (TERRAPUB). 1994. P. 619–625.
- Harrison R.G., Aplin K.L., Rycroft M.J.* Atmospheric electricity coupling between earthquake regions and the ionosphere // *J. Atmos. Sol.-Terr. Physics*. 2010. V. 72. P. 376–381.
- Harrison R.G., Aplin K.L., Rycroft M.J.* Earthquake-cloud coupling through the global atmospheric electric circuit // *Nat. Hazards Earth Syst. Sci. Discuss.* 2013. V. 1. P. 7271–7283. <https://doi.org/10.5194/nhessd-1-7271-2013>
- Hayakawa M., Kasahara Y., Nakamura T., Hobara Y., Rozhnoi A., Solovieva M., Molchanov O.A.* On the correlation between ionospheric perturbations as detected by subionospheric VLF/LF signals and earthquakes as characterized by seismic intensity // *J. Atmos. Sol.-Terr. Physics*. 2010. V. 72. P. 982–987.
- Inan S., Akgül T., Seyis C., Saatçılar R., Baykut S., Ergintav S., Bas M.* Geochemical monitoring in the Marmara region (NW Turkey): a search for precursors of seismic activity // *J. Geophys. Res.* 2008. V. 113. B03401. <https://doi.org/10.1029/2007JB005206>
- Kelley M.C.* The Earth’s ionosphere. Plasma physics and electrodynamic. Academic press, Inc., Harcourt Brace Jovanovich. 1989.
- Kim V.P., Hegai V.V., Liu J.Y., Ryu K., Chung J.-K.* Time-varying seismogenic coulomb electric fields as a probable source for pre-earthquake variation in the ionospheric F2-layer // *J. Astron. Space Sci.* 2017. V. 34(4). P. 251–256. <https://doi.org/10.5140/JASS.2017.34.4.251>
- Klimenko M.V., Klimenko V.V., Zakharenkova I.E., Pulnits S.A., Zhao B., Tsidilina M.N.* Formation mechanism of great positive TEC disturbances prior to Wenchuan earthquake on May 12, 2008. // *J. Adv. Space Res.* 2011. V.48. № 3. P. 488–499. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2011.03.040>
- Mareev E.A., Iudin D.I., Molchanov O.A.* Mosaic source of internal gravity waves associated with seismic activity. *Seismo-Electromagnetics (Lithosphere-Atmosphere-Ionosphere Coupling)* / Hayakawa M. (ed.). 2002. P. 335–342.
- Molchanov O.A., Hayakawa M.* *Seismo-Electromagnetics and Related Phenomena: History and Latest Results*. Tokyo: TERRAPUB. 2008. 189 p.
- Nenovski P.I., Pezzopane M., Ciralo L., Vellante M., Villante U., De Lauretis M.* Local changes in the total electron content immediately before the 2009 Abruzzo earthquake // *Adv. Space Res.* 2015. V. 55. P. 243–258. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2014.09.029>
- Occhipinti G., Rolland L., Lognonné P., Watada S.* From Sumatra 2004 to Tohoku-Oki 2011: The systematic GPS detection of the ionospheric signature induced by tsunami-genic earthquakes // *J. Geophys. Res. Space Phys.* 2013. V. 118. P. 3626–3636. <https://doi.org/10.1002/jgra.50322>
- Ouzounov D., Pulnits S., Romanov A., Tsybulya K., Davidenko D., Kafatos M., Taylor P.* Atmosphere-ionosphere response to the M 9 Tohoku earthquake revealed by multi-instrument space-borne and ground observations: Preliminary results // *Earthq. Sci.* 2011. V. 24. P. 557–564.

- Park C.G., Dejnakintra M. Penetration of thunderclouds electric fields into the ionosphere and magnetosphere // *J. Geophys. Res.* 1973. V. 78. P. 6623–6633.
- Pitari G., Coppari E., De Luca N., Di Carlo P. Observations and box model analysis of radon-222 in the atmospheric surface layer at L'Aquila, Italy: March 2009 case study // *Environmental Earth Sciences*. 2014. V. 71. P. 2353–2359. <https://doi.org/10.1007/s12665-013-2635-1>
- Pulinets S.A., Boyarchuk K.A. Ionospheric Precursors of Earthquakes // Springer Verlag Publ. 2004. P. 131–171.
- Pulinets S., Ouzounov D. Lithosphere-Atmosphere-Ionosphere Coupling (LAIC) model – An unified concept for earthquake precursors validation // *J. Asian Earth Sci.* 2011. V. 41. P. 371–382.
- Pulinets S., Davidenko D. Ionospheric precursors of earthquakes and Global Electric Circuit // *Advances in Space Research*. 2014. V. 53. P. 709–723.
- Rapoport Y., Grimalsky V., Hayakawa M., Ivchenko V., Juarez-R D., Koshevaya S., Gotynyan O. Change of ionospheric plasma parameters under the influence of electric field which has lithospheric origin and due to radon emanation // *Physics and Chemistry of the Earth*. 2004. V. 29. P. 579–587.
- Rozhnoi A., Solovieva M.S., Molchanov O.A., Hayakawa M. Middle latitude LF (40 kHz) phase variations associated with earthquakes for quiet and disturbed geomagnetic conditions // *Phys. Chem. Earth*. 2004. V. 29. P. 589–598.
- Rozhnoi A., Solovieva M., Molchanov O., Schwingenschuh K., Boudjada M., Biagi P.F., Maggipinto T., Castellana L., Ermini A., Hayakawa M. Anomalies in VLF radio signals prior the Abruzzo earthquake ($M = 6.3$) on 6 April 2009 // *Nat. Hazards Earth Syst. Sci.* 2009. V. 9. P. 1727–1732.
- Schekotov A., Hayakawa M., Potirakis S.M. Does air ionization by radon cause low-frequency atmospheric electromagnetic earthquake precursors? // *Nat. Hazards*. 2021. V. 106. P. 701–714. <https://doi.org/10.1007/s11069-020-04487-7>
- Sorokin V., Hayakawa M. Plasma and electromagnetic effects caused by the seismic-related disturbances of electric current in the global circuit // *Mod. Appl. Sci.* 2014. V. 8. № 4.
- Sorokin V.M., Yashchenko A.K., Surkov V.V. Geomagnetic field perturbations resulted from tsunami wave impact on the ionosphere // *Progress in Electromagnetics Research B*. 2019. V. 85. P. 49–63. <https://doi.org/10.2528/PIERB19050201>
- Surkov V.V., Pokhotelov O.A., Parrot M., Hayakawa M. On the origin of stable IR anomalies detected by satellite above seismo-active regions // *Physics and Chemistry of the Earth*. 2006. V. 31. № 4–9. P. 164–171.
- Surkov V., Hayakawa M. Ultra and Extremely Low Frequency Electromagnetic Fields. Springer Geophysics Series, XVI, Springer. 2014. 486 p. <https://doi.org/10.1007/978-4-431-54367-1>
- Surkov V.V. Pre-seismic variations of atmospheric radon activity as a possible reason for abnormal atmospheric effects // *Annals of Geophysics*. 2015. V. 58. № 5. A0554. <https://doi.org/10.4401/ag-6808>
- Tramutoli V., Bello D., Pergola G.N., Piscitelli S. Robust satellite technique for remote sensing of seismically active areas // *Ann. Geofisica*. 2001. V. 44. P. 295–312.
- Tronin A.A. Satellite thermal survey – a new tool for the study of seismoactive regions // *Intern. J. Remote Sensing*. 1996. V. 17. P. 1439–1455.
- Tzur I., Roble R.G., Adams J.C. Atmospheric electric field and current configurations in the vicinity of mountains // *J. Geophys. Res.* 1985. V. 90(D4). P. 5979–5988. <https://doi.org/10.1029/JD090iD04p05979>
- Virk H.S., Singh B. Radon recording of Uttarkashi earthquake // *Geophys. Res. Lett.* 1994. V. 21. P. 737–742.
- Yasuoka Y., Kawada Y., Nagahama H., Omori Y., Ishikawa T., Tokonami S., Shinogi M. Pre-seismic changes in atmospheric radon concentration and crustal strain // *Phys. Chem. Earth*. 2009. V. 34. P. 431–434.
- Zhang K., Feichter J., Kazil J., Wan H., Zhuo W., Griffiths A.D., Sartorius H., Zahorowski W., Ramonet M., Schmidt M., Yver C., Neubert R.E.M., Brunke E.-G. Radon activity in the lower troposphere and its impact on ionization rate: a global estimate using different radon emissions // *Atmos. Chem. Phys.* 2011. V. 11. P. 7817–7838. <https://doi.org/10.5194/acp-11-7817-2011>

Can Radioactive Emanations in a Seismically Active Region Affect Atmospheric Electricity and the Ionosphere?

V. V. Surkov^{a, b, *}, V. A. Pilipenko^a, and A. S. Silina^a

^aSchmidt Institute of Physics of the Earth, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

^bPushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation, Russian Academy of Sciences, Troitsk, Russia

*e-mail: surkovvadim@yandex.ru

Anomalous variations in radon emissions from the soil are sometimes observed before and after strong earthquakes. In this paper, we theoretically analyze the known hypothesis that these variations in radioactive emanations in the surface layer of the atmosphere cause variations in the vertical background current in the atmosphere with subsequent changes in the electron density n_e in the lower ionosphere. For this purpose, we will first assess the relation between radon emission variations and the vertical atmospheric current flowing into the ionosphere. Then we will solve a model problem concerning the spatial distribution of plasma density and electric field perturbations occurring in the E -layer of the ionosphere caused by an inflowing vertical current. It was believed that the current flowing into this layer contains only an electron component and is attenuated only by the recombination of electrons. The estimate of the maximum variation is at least orders of magnitude smaller than the observed anomalous variations, which allows us to conclude that this hypothesis is not plausible.

Keywords: ionosphere, atmosphere, earthquake, atmospheric electricity, radon emission

УДК 550.83.017

СКОРОСТНЫЕ И ПЛОТНОСТНЫЕ РАЗРЕЗЫ ВЕРХНЕЙ ЧАСТИ ЛИТОСФЕРЫ СЕВЕРОУРАЛЬСКОГО СЕГМЕНТА

© 2022 г. П. С. Мартышко¹, *, А. Г. Цидаев¹, В. В. Колмогорова¹,
И. В. Ладовский¹, Д. Д. Бызов¹

¹Институт геофизики им. Ю.П. Булашевича УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия

*E-mail: pmart3@mail.ru

Поступила в редакцию 06.04.2021 г.

После доработки 18.06.2021 г.

Принята к публикации 18.06.2021 г.

Для исследования строения земной коры северной части Уральского региона проведена ревизия имеющихся сейсмических данных Баженовской геофизической экспедиции по региональным профилям ГСЗ. Выполнена переобработка сейсмического материала методом двумерной сейсмической томографии и построены градиентные скоростные разрезы земной коры в формате сеточных функций для пяти профилей, расположенных в пределах изучаемой трапеции с географическими координатами 58°–64° с.ш., 54°–72° в.д. В этом же формате построены плотностные разрезы. Коэффициенты эмпирической зависимости “плотность–скорость” вычислялись с использованием алгоритма решения двумерной обратной задачи гравиметрии.

Ключевые слова: сейсмические профили, специальные двумерные поля времен, сейсмическая томография, градиентные скоростные и плотностные разрезы, трехмерная модель интерполированной плотности, технология сейсмоплотностного моделирования.

DOI: 10.31857/S000233722030048

1. ВВЕДЕНИЕ

Геофизические и, прежде всего, сейсмические исследования показали, что геологическая среда на глубинных горизонтах имеет сложное слоистоблочное иерархическое строение и неоднородна как по глубине, так и по латерали. Подобная закономерность проявляется практически на всех геотраверсах и профилях глубинных сейсмических зондирований (ГСЗ), секущих структуры вулканогенно-осадочных комплексов Уральского складчатого пояса, коллизийные зоны надвигов в обрамлении Уральских прогибов и переходных зонах сочленения сопредельных платформ.

Геолого-геофизические модели глубинного строения земной коры и верхней мантии (верхней части литосферы – ВЧЛ) являются итоговым результатом комплексной интерпретации всех имеющихся данных. При этом одним из основных индикаторов корректной реализации методики комплексирования геофизических полей служит плотность [Красовский, 1989]. Именно в ней наиболее полно отражаются петрофизические особенности неоднородного строения и литологического состава горных пород. Способ и технология расчета трехмерного распределения плотности с привязкой к двумерным данным по опорным сейсмическим разрезам закладываются

в разработанную нами методику количественной интерпретации потенциальных полей с построением объемных геофизических моделей.

Информационная база для построения плотностной модели исследуемой территории включает три составляющие: поля времен по профилям ГСЗ и соответствующие им двумерные скоростные разрезы земной коры, эмпирическую (предварительную) корреляционную зависимость “скорость–плотность” и цифровые карты площадных аномалий гравитационного поля. Для модели ВЧЛ миллионного масштаба данные должны быть заданы на сетке с шагом не более 1 км. Скоростные разрезы, построенные по профилям ГСЗ и их двумерные плотностные аналоги, не смогут воспроизвести детали пространственных объектов только по видимым проективным сечениям; необходимую трехмерную информацию можно извлечь из карт гравитационных и магнитных аномалий соответствующего масштаба [Павленкова, Романюк, 1991]. Плотностные разрезы по профилям намечают 2D-контуры искомого объектов пространственного каркаса; 3D-инверсия гравитационного поля позволяет найти пространственные формы этих объектов и уточнить общее трехмерное распределение плотности сводной сейсмогеологической модели.

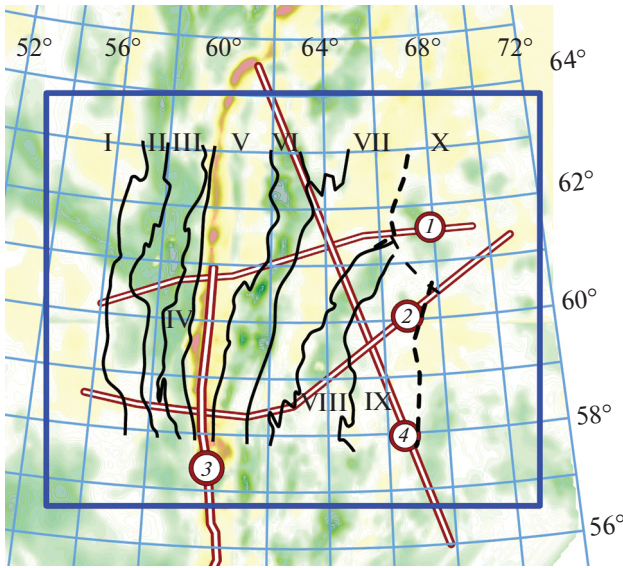


Рис. 1. Профили ГСЗ на Северном Урале (цифры в кружочках): 1 – Красноленинский, 2 – Красноуральский и Ханты-Мансийский, 3 – Вижай–Нижняя Тура–Орск, 4 – Северная Сосьва–Ялуторовск. Структуры первого порядка по И. Д. Соболеву [Соболев, 1969]: I – Восточно-Европейская платформа, II – Предуральский прогиб, III – Западно-Уральская зона линейной складчатости, IV – Центрально-Уральское поднятие, V – Тагильско-Магнитогорский прогиб, VI – Восточно-Уральское поднятие, VII – Восточно-Уральский прогиб, VIII – Зауральское поднятие, IX – Тюменско-Кустанайский прогиб, X – Ханты-Мансийское срединное поднятие.

Технология построения крупномасштабных трехмерных плотностных моделей должна быть оптимальной по алгоритму вычислений, что предполагает адекватное представление исходного сейсмического материала. Авторы применили сеточный формат для построения “градиентных” скоростных и плотностных разрезов земной коры. Связь между скоростными и плотностными параметрами сеточных моделей изначально выполняется по эмпирической регрессионной зависимости “плотность–скорость”, заданной в двух скоростных интервалах для эффузивно-осадочных и кристаллических пород различного вещественного состава [Дружинин и др., 1982]. Уточняющая проверка коэффициентов искомого кусочно-линейных функций выполняется в процессе решения 2D-обратной задачи гравиметрии по профильным данным. Подобный подход применялся в работах [Страхов, Романюк, 1984; Романюк, 1995].

Настоящая работа продолжается в контексте авторской тематики “создание устойчивых математических методов трехмерного гравитационного моделирования” применительно к решению практических задач и построению трехмерной геофизической модели глубинного строения ВЧЛ

для территории Северного Урала. В совокупности с ранее полученными результатами для Полярного и Приполярного сегментов Уральской провинции [Мартышко и др., 2016a], новые систематизированные данные позволяют расширить (в направлении на юг) пространственную область количественной интерпретации гравитационных полей с построением цифровой модели трехмерного распределения скорости продольных волн и соответствующего распределения плотности в земной коре.

На рис. 1 приведена схема региональных профилей, совмещенная с фрагментом карты аномалий гравитационного поля с листов карты ОР 40–ОР 42 картографической проекции Гаусса–Крюгера [Zingerle et al., 2020]. Сводная схема тектонического районирования составлена на основе тектонической карты Урала [Соболев, 1969]. Пунктиром нанесены границы Зауральских структур, а именно: западная граница Ханты-Мансийского срединного поднятия [Мегакомплексы..., 1986] и восточная граница Тюменско-Кустанайского прогиба, выделенная нами по профилям “Ханты-Мансийский” и “Северная Сосьва–Ялуторовск”.

2. СЕТОЧНЫЕ МОДЕЛИ СКОРОСТНЫХ РАЗРЕЗОВ ГСЗ. МЕТОД СЕЙСМИЧЕСКОЙ ТОМОГРАФИИ

Результаты глубинных сейсмических исследований на профилях Северного Урала (см. рис. 1) приведены в ряде обзорных работ [Дружинин, 1983; Дружинин и др., 1990] и обобщающей монографии [Дружинин и др., 2014]. Слоисто-блоковые сейсмические разрезы земной коры построены с использованием традиционных схем интерпретации преломленных, отраженных и обменных волн. На разрезах, как правило, показаны опорные сейсмические границы, соответствующие поверхностям фундамента и мантии, а также внутрикоровые поверхности с оценкой граничных, пластовых и средних скоростей. К сожалению, значения пластовых скоростей оценены не равномерно по разрезу, а зависят от плотности систем наблюдений и от возможности непрерывной идентификации (прослеживания) головных и отраженных волн. Непрерывное поле скоростей указано лишь по верхней части некоторых разрезов, обычно, до глубины 5–10 км (на Красноленинском профиле – до 30 км). Различный тип и форма представления сейсмического материала затрудняют применение автоматизированных алгоритмов численных схем расчета для решения задачи гравиметрии. Предварительно необходимо выполнить конвертацию входных данных к единому цифровому стандарту. Наиболее приемлемым оказывается сеточный формат непрерыв-

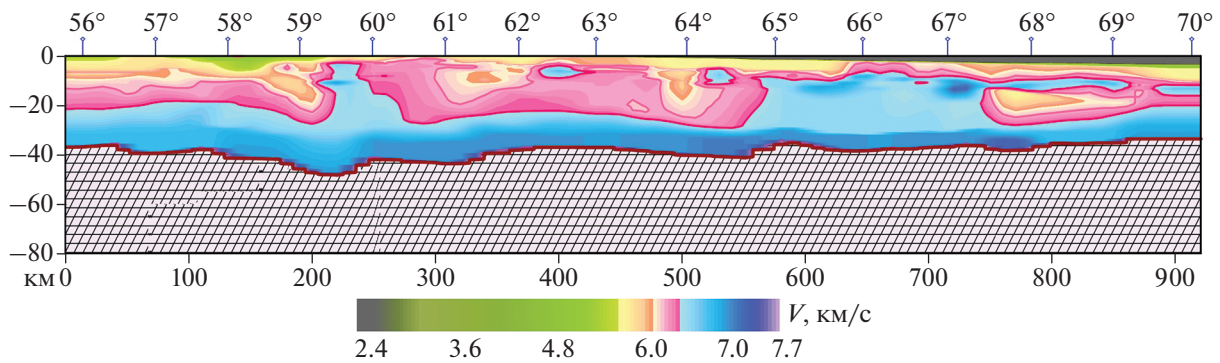


Рис. 2. Скоростной разрез земной коры в изолиниях скорости продольных волн $V_p(x, z)$ по объединенному профилю Красноуральский + Ханты-Мансийский.

ных скоростных разрезов, например, градиентный разрез в изолиниях скорости.

При плотностном моделировании из всей доступной сейсмической информации предпочтение отдается цифровым сеточным данным, полученным при специальной обработке профильных материалов ГСЗ. Непрерывное заполнение сеточных скоростных матриц на всю мощность земной коры достигается преобразованием дискретной системы годографов в непрерывное поле времен. По отдельным годографам дифференциальных сейсмических зондирований с помощью интерполяции строится двумерное поле времен первых вступлений, что позволяет в каждой точке профиля иметь полный набор времен пробега упругих волн на разных расстояниях (базах) от источника и значения расчетных скоростей этих волн на разных глубинах [Пузырев и др., 1975]. Послойное сканирование разрезов земной коры с построением “непрерывных” скоростных матриц получило название “метод двумерной сейсмической томографии”. Один из первых вариантов томографического метода на временных задержках, основанный на линейризованном алгоритме решения (“*Invers*”) обратной кинематической задачи, был разработан под руководством С.В. Крылова в ИГ СО РАН [Мишенькина и др., 1983; Крылов и др., 1993]. Наша версия программы “*Invers*” выдает результат в виде сеточных скоростных матриц специального вида, предназначенных для построения континуальных моделей градиентных скоростных разрезов.

В целях равномерного представления данных о распределении скоростных параметров на всю мощность земной коры авторами выполнена переработка уральских материалов ГСЗ по схеме алгоритма “*Invers*”. По первичным архивным данным построены специальные двумерные поля времен первых вступлений продольных P -волн для профилей Баженовской геофизической экспедиции: Вижай–Нижняя Тура–Орск, Красноуральский и Ханты-Мансийский, а также пере-

интерпретированы ранее построенные поля по профилям Красноленинский и Северная Сосьва–Ялуторовск. Поля времен пяти разрезов ГСЗ легли в основу сеточных градиентных скоростных моделей земной коры Северного Урала в пределах градусной трапеции 58° – 64° с.ш., 54° – 72° в.д. (рис. 1).

Градиентные модели скоростных разрезов земной коры $V_p(x, z)$ построены в формате сеточных функций. Верхняя граница разрезов $z = 0$ (км) соответствует уровню земной поверхности; нижняя – границе Мохоровичича $M(x, z)$. Положение границы M определено по скоростным уровням (7.70–8.2) км/с и затем откорректировано по результатам интерпретации имеющихся данных по отраженным, обменным и головным волнам. На рис. 2 приведен скоростной разрез земной коры в изолиниях $V_p(x, z)$ по объединенному профилю Красноуральский + Ханты-Мансийский. Длина годографов на профиле ограничена базами 260–280 км, соответственно, глубина проникания сейсмического луча составляет 40–50 км. Поэтому двумерная модель распределения лучевых скоростей построена только в пределах земной коры. Скоростные (и плотностные) неоднородности верхов мантии на первом этапе не входят в нашу схему количественной интерпретации.

3. СЕТОЧНАЯ ПЛОТНОСТНАЯ МОДЕЛЬ ПО ХАНТЫ-МАНСИЙСКОМУ ПРОФИЛЮ

Наиболее подходящим для двумерного и трехмерного плотностного (гравитационного) моделирования является сеточный формат данных о распределении коровых скоростей по совокупности представленных разрезов ГСЗ. Границы слоев и блоков будущей плотностной модели выбираются по изолиниям сглаженной скоростной модели с тем, чтобы сохранить ее основные структурные особенности (рис. 2). Дальнейшие этапы вычислений демонстрируются на примере Хан-

Таблица 1.

Профиль	RMS _{од}	RMS _{бл}	Формула
Вижай–Нижняя Тура–Орск	70	15	$\begin{cases} 0.198V + 1.580, & 2.35 \leq V \leq 5 \\ 0.235V + 1.394, & 5 \leq V \leq 7.7 \\ 0.265V + 1.162, & 7.7 \leq V \leq 8.4 \end{cases}$
Красноуральский	32.96	17.64	$\begin{cases} 0.19V + 1.63, & 2.35 \leq V \leq 5 \\ 0.22V + 1.478, & 5 \leq V \leq 7.7 \\ 0.288V + 0.954, & 7.7 \leq V \leq 8.4 \end{cases}$
Ханты-Мансийский	36.74	17.85	$\begin{cases} 0.113V + 2.034, & 2.35 \leq V \leq 5 \\ 0.2V + 1.6, & 5 \leq V \leq 7.7 \\ 0.262V + 1.19, & 7.7 \leq V \leq 8.4 \end{cases}$
Красноленинский	44.5	16.65	$\begin{cases} 0.19V + 1.62, & 2.35 \leq V \leq 5 \\ 0.235V + 1.394, & 5 \leq V \leq 7.7 \\ 0.265V + 1.265, & 7.7 \leq V \leq 8,4 \end{cases}$
С. Сосьва–Ялуторовск	25.81	10.7	$\begin{cases} 0.19V + 1.62, & 2.35 \leq V \leq 5 \\ 0.25V + 1.32, & 5 \leq V \leq 7.7 \\ 0.235V + 1.44, & 7.7 \leq V \leq 8.4 \end{cases}$

ты-Мансийского профиля длиной около 500 км. Обработка остальных четырех профилей (Красноуральский, Красноленинский, Тура–Орск и Сосьва–Ялуторовск) с построением двумерных плотностных моделей земной коры и верхней мантии выполнена в той же последовательности.

Скоростные разрезы даны в двумерном варианте. В связи с чем двумерная схема интерпретации профильных данных аномального гравитационного поля является вполне оправданной. Геометрия и размер сеток скоростных и плотностных матриц не изменяются. При заполнении плотностных ячеек уточняются только коэффициенты поинтервальной кусочно-линейной регрессии “скорость–плотность” $\sigma(V) = aV + b$.

Вычисления модельного гравитационного поля проводились с помощью двумерного интеграла Пуассона. Аномалии вертикальной составляющей гравитационного поля g_z (далее Δg) определяются с точностью до постоянной (или слабопеременной) величины g_0 – нормального поля равновесного-гидростатического сфероида с эквивалентным распределением масс. Соответственно, для 2D “плоских” плотностных моделей вместо абсолютной плотности $\sigma(x, z)$ будем рассматривать избыточную плотность $\Delta\sigma = \sigma(x, z) - \sigma_0(z)$, вычисляемую относительно гидростатической плотности $\sigma_0(z)$:

$$\begin{aligned} \Delta g &= g_z(x, z) - g_0 = \\ &= 2G \iint_D \frac{(v - z)}{(x - u)^2 - (z - v)^2} [\sigma(u, v) - \sigma_0(v)] dudv. \end{aligned} \quad (1)$$

При этом следует обратить внимание на одну важную особенность задачи гравитационного моделирования. Плотностные модели земной коры и верхней мантии (верхней части литосферы) чаще всего имеют форму бесконечного по простиранию пласта с горизонтальными границами обрамления [Павленкова и др., 1991; Романюк, 1995; Куприенко и др., 2007; Дружинин и др., 2014]. Такое ограничение является неременным условием для вычисления гравитационных аномалий от неоднородного слоя с точностью до постоянной составляющей фона. Если плотностной разрез ограничен снизу криволинейной границей (границей М), то в расчетной аномалии поля появится переменная составляющая, амплитуда которой пропорциональна скачку плотности на криволинейной границе “кора–мантия”. Но вместо мантийной плотности в модель будет входить средневзвешенная плотность земной коры [Мартышко и др., 2010; Ладовский и др., 2017]. Поэтому нижнюю часть разреза (ниже границы М) следует дополнить горизонтальной границей, а во вновь образованном слое подобрать плотности мантийных масс.

При построении плотностного разреза по Ханты-Мансийскому профилю начальное распределение плотности $\sigma(x, z)$ выбиралось по двумерной скоростной матрице $V_p(x, y)$: выше границы М – на основе поинтервальной эмпирической зависимости “скорость–плотность”; ниже границы М плотность принимается постоянной с контролирующим ограничением $\sigma_M \geq 3.3 \text{ г/см}^3$ при

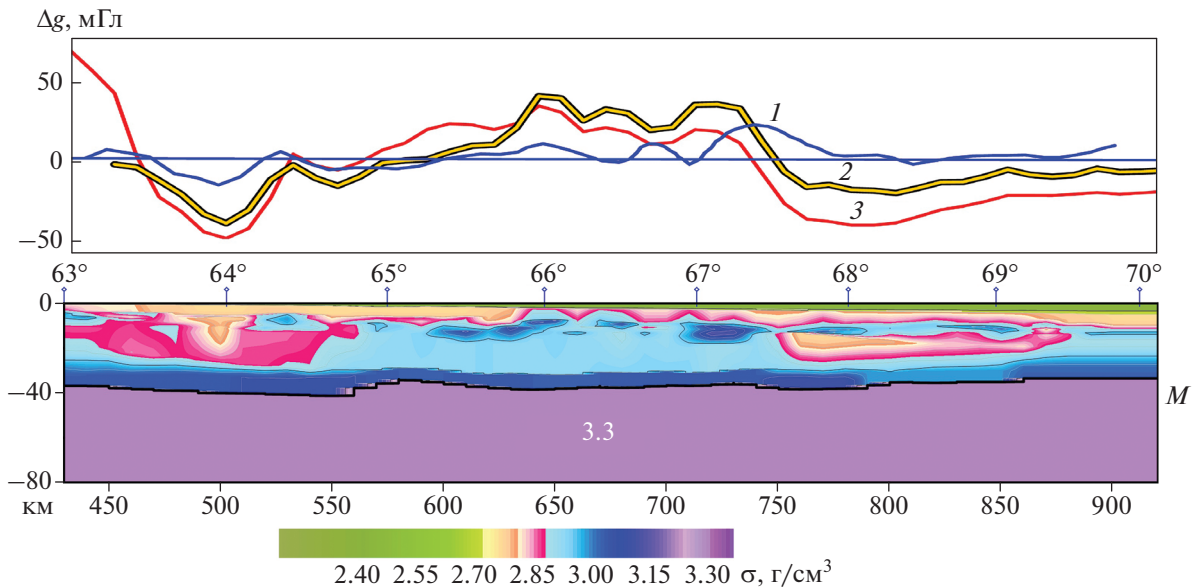


Рис. 3. Расчетные гравитационные аномалии над Ханты-Мансийским разрезом с однородной мантией до глубины 80 км: 1 – проекция наблюдаемого поля на направление профиля; 2 – поле консолидированной земной коры без осадочного чехла и мантии ($\bar{\sigma}_K = 2.87 \text{ г/см}^3$); 3 – поле коры с осадочным чехлом и верхней мантией ($\sigma_M = 3.3 \text{ г/см}^3$).

$V_p \geq 8 \text{ км/с}$ [Дружинин и др., 1982; 2014]. По плотностной матрице $\sigma(x, z)$ были вычислены значения средних для каждого гипсометрического уровня; найденные средние значения приравниваются к распределению зависящей только от глубины гидростатической плотности $\sigma_0(z)$. За пределами профиля плотностная модель дополнялась двумя бесконечными полуплоскостями, плотность которых приравнена к гидростатической.

Далее, прямая задача гравиметрии (1) от двумерных плотностных моделей рассчитывалась по специально разработанной программе “V-σ-CALC” для скоростных сеточных матриц. По каждому скоростному интервалу кусочно-линейной зависимости “скорость–плотность” строилась матрица избыточных плотностей и вычислялся прямой гравитационный эффект модели до глубины 80 км – предполагаемого уровня региональной изостатической компенсации. При этом никакого априорного деления модели на слои и блоки не требуется, также не требуется вычисления фоновой составляющей поля от “законтурных масс”. Разрез, избыточные плотности которого вычисляются относительно гидростатической, находится в “пустом” пространстве, т.е. пространстве с нулевым гравитационным эффектом. Поле, рассчитанное по матрице избыточных плотностей, будет всегда приведено к нулевому уровню [Ладовский и др., 2017].

Расчетное поле консолидированной коры с однородной мантией, плотность которой при-

равнена к средневзвешенной плотности коры $\bar{\sigma}_K$, гораздо ближе к наблюдаемым аномалиям Буге. Если средневзвешенную плотность ниже границы M до глубины 80 км заменить мантийной ($\sigma_M = 3.3 \text{ г/см}^3$), то расхождение наблюдаемого и вычисленного полей становится больше (рис. 3). Увеличение амплитуды длинноволновых аномалий модельного поля свидетельствует о возможности региональной компенсации мантийных плотностей ниже границы M. Граничное условие изостазии на глубине 80 км позволяет наметить контуры мантийных блоков изостатической компенсации и рассчитать для них значения плотности.

4. МАНТИЙНЫЕ БЛОКИ

При построении мантийных блоков по матрице избыточной плотности создается сеточный файл распределения литостатического давления до заданной глубины. Литостатическое давление на глубине h равно весу неоднородной плотностной колонки $\sigma(x, z)$ единичного сечения; гидростатическое давление на той же глубине равно весу однородной колонки с гидростатической (одномерной) плотностью $\sigma_0(z)$. Отклонение $\Delta P(x, h)$ литостатического давления $P(x, h)$ от его среднего (гидростатического) значения $P_0(h)$ на глубине h рассчитывается по формуле:

$$\Delta P(x, h) = P(x, h) - P_0(h) = g_a \int_h^0 [\sigma(x, z) - \sigma_0(z)] dz = g_a \int_h^0 \Delta \sigma(x, z) dz,$$

где $g_a = 980.665 \text{ см/с}^2$ — среднее значение ускорения свободного падения в системе CGS.

Аномалии литостатического давления пропорциональны избыточной плотности, так что плотностной разрез для модели с однородной мантией легко перестраивается в литостатический. В поле аномалий литостатического давления отчетливо конфигурируется блочная модель кристаллической земной коры и верхней мантии на разных глубинных срезах. Поправки, введенные в рамках предположения о частичной изостатической компенсации, позволяют перераспределить плотность в мантии таким образом, чтобы значение избыточного давления на предполагаемом уровне $H_{ГР} = 80 \text{ км}$ стало близким к нулю: $\Delta P(x, H_{ГР}) = 0$. Для коррекции плотности в мантийных блоках была введена функция-компенсатор $\Sigma(x)$, которая показывает, какое значение плотности нужно добавить (или вычесть) в слое между границей М и уровнем $H_{ГР} = 80 \text{ км}$, чтобы модель была бы изостатически скомпенсирована [Martysenko et al., 2017].

Пусть $\Delta P_{\text{одн}}$ и $\Delta \sigma_{\text{одн}}$ — отклонения литостатического давления и плотности от их усредненных (гидростатических) значений для модели с однородной мантией. Тогда при изменении плотности в мантии на $\Sigma(x)$ аномальное литостатическое давление $\Delta P_{\text{бл}}(x, h)$ в модели с блочной мантией на глубине изостатической компенсации h будет близко к нулю:

$$\Delta P_{\text{бл}}(x, h) = \Delta P_{\text{одн}}(x, h) - g_a (M(x) - h) \Sigma(x) \cong 0,$$

где $z = M(x) - h$ — уравнение границы М. Откуда:

$$\Sigma(x) = \frac{\Delta P_{\text{одн}}(x, h)}{g_a (M(x) - h)} = \frac{1}{(M(x) - h)} \int_h^0 \Delta \sigma_{\text{одн}}(x, y) dy. \quad (2)$$

На рис. 4 приведена последовательная схема построения плотностной модели блочной мантии, согласно принципу изостазии. Скоростная модель с однородной мантией и ее плотностной эквивалент (рис. 4а) порождает столбообразные аномалии литостатического давления ниже границы М; на глубине предполагаемого уровня изостазии 80 км они меняются до 450 бар (рис. 4б). Функция-компенсатор (2) демонстрирует изменение по разрезу изостатических добавок к мантийной плотности (рис. 4в), распределение компенсирующей плотности $\Sigma(x)$ весьма неоднородно и по вариациям не соотносится с

геофизическими моделями крупноблочного строения верхов мантии. Чтобы устранить это несоответствие, вертикально расслоенная модель ниже границы М была разбита на несколько блоков, внутри которых проведено усреднение плотности. X-координаты разбиения выбирались по нулям функции $\Sigma(x)$ с тем расчетом, чтобы получившиеся блоки не имели слишком малую протяженность вдоль профиля. При помощи усредненной таким образом $\Sigma(x)$ была построена блочная модель верхней мантии (рис. 4г). Для Ханты-Мансийского профиля латеральная протяженность мантийных блоков неплохо согласуется с интервалами сравнительно постоянных граничных скоростей головных волн на кровле верхней мантии [Дружинин, 1983].

5. ЛИНЕЙНАЯ ОБРАТНАЯ ЗАДАЧА ГРАВИМЕТРИИ

В процессе решения линейной обратной задачи гравиметрии подбираются не плотностные элементы сеточных матриц, число которых чуть меньше 4×10^4 , а только несколько коэффициентов кусочно-линейной регрессии и плотности мантийных блоков. Такое значимое уменьшение количества искомым неизвестных (параметров подбора плотностной модели) значительно повышает алгоритмическую устойчивость решения обратной задачи гравиметрии и сокращает затраты машинного времени. Это принципиальное отличие нашего подхода от тривиального подбора неизвестных плотностей на множестве разбиений элементарных тел сеточного каркаса.

Распределение скорректированных (подобранных) плотностей по скоростным разрезам находится из решения линейной двумерной обратной задачи гравиметрии. Одновременно подбираются плотности мантийных блоков:

$$\|F(x, \sigma_1, \sigma_2, \dots, \sigma_N, \sigma_{B_1}, \sigma_{B_2}, \dots, \sigma_{B_K}) - g(x)\| \rightarrow \min. \quad (3)$$

Здесь: $g(x)$ — наблюдаемое поле; $F(x, \sigma_1, \sigma_2, \dots, \sigma_N, \sigma_{B_1}, \sigma_{B_2}, \dots, \sigma_{B_K})$ — модельное поле (1) в точке x ; $\sigma_{B_1}, \dots, \sigma_{B_K}$ — плотности K мантийных блоков. Переменные $\sigma_1, \dots, \sigma_N$ — это значения плотности, которые соответствуют скоростям продольных волн V_1, \dots, V_N . Они связаны с поинтервальными коэффициентами A_p и B_p посредством системы линейных уравнений:

$$\sigma(V) = \begin{cases} A_1 V + B_1; & V_1 \leq V < V_2 \\ A_2 V + B_2; & V_2 \leq V < V_3 \\ \dots \\ A_{N-1} V + B_{N-1}; & V_{N-1} \leq V \leq V_N \end{cases} \quad (4)$$

Примечание: для Ханты-Мансийского разреза $N=4$; $K=5$.

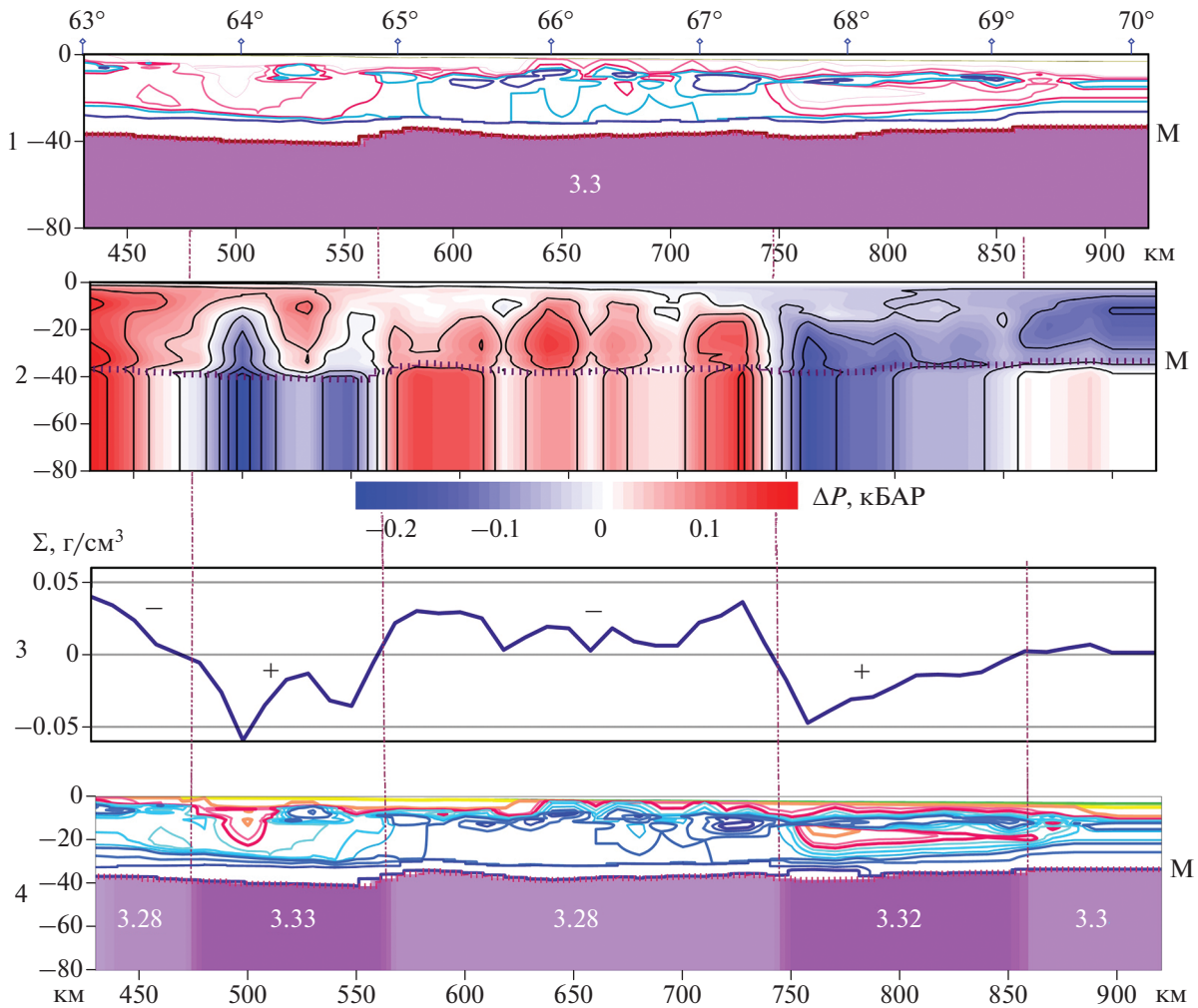


Рис. 4. Распределение аномалий литостатических нагрузок вдоль профиля Ханты-Мансийский: 1 – скоростная модель с однородной мантией ($\sigma_M = 3.3 \text{ г/см}^3$); 2 – блочное распределение аномалий литостатического давления $\Delta P(x, h)$; 3 – функция-компенсатор литостатических аномалий ниже границы М; 4 – модель с блочной мантией, построенная при условии изостатической компенсации масс на глубине 80 км. Цвет изолиний разреза земной коры соответствует скоростной и плотностной шкалам на рис. 2 и рис. 3.

Аномалии гравитационного поля пропорциональны плотностным разностям по заданным трем “ P -скоростным” интервалам; плотности мантийных блоков отнесены к среднему значению плотности однородной мантии $\sigma_M^0 = 3.3 \text{ г/см}^3$:

$$\begin{aligned} \Delta\sigma_p &= \sigma_p(x, z) - \sigma_0(z) = A_p [V(x, z) - V_0(z)] \\ \Delta\sigma_M &= \sigma_M(x, z) - \sigma_M^0, \end{aligned} \quad (5)$$

где $V_0(z)$ – среднее значение скорости по горизонтальному z -сечению разреза.

Плотностные и скоростные разности связаны между собой только угловыми коэффициентами A_p линейной регрессии (4). Таким образом, только восемь неизвестных будут искомыми перемен-

ными в задаче минимизации (3): три коэффициента A_p и пять избыточных плотностей мантийных блоков. Этого достаточно, чтобы уточнить матрицу избыточных плотностей разреза расширенной сводной модели “кора–мантия”. Поинтервальные плотности разреза (в абсолютной мере) пересчитываются по разностям (5). Три коэффициента B_p находятся по разделенным значениям одномерной гидростатической плотности $\sigma_0(z)$ по “ P -плотностным” интервалам:

$$B_p = \langle \sigma_0(z) \rangle_p - A_p \langle V_0(z) \rangle_p,$$

где $\langle \rangle$ – оператор усреднения по “ P ”-интервалам глубины z .

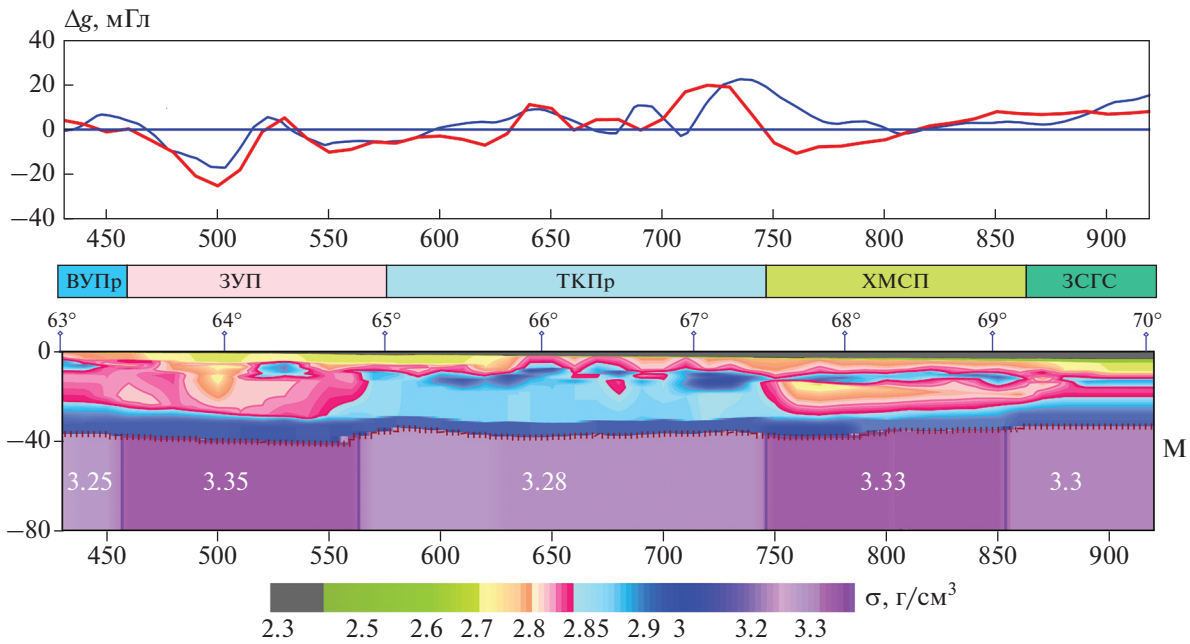


Рис. 5. Подобранный плотностной разрез по Ханты-Мансийскому сейсмическому профилю. Над разрезом приведены графики аномалий гравитационного поля, отнесенные к нулевому уровню: синяя кривая – фактические (наблюденные) данные, красная кривая – расчетные значения поля от модели неоднородного пласта до глубины 80 км. Условные обозначения тектонических структур: ВУПр – Восточно-Уральское погружение; ЗУП – Зауральское поднятие; ТКПр – Тюмено-Кустанайский прогиб; ХМСР – Ханты-Мансийское срединное поднятие; ЗСГС – Западно-Сибирская геосинеклиза (Фроловский блок).

Подобранные сеточные плотности по Ханты-Мансийскому разрезу до глубины 80 км сопоставляются с сеточным массивом исходных данных по скоростям продольных волн в коре и приграничной мантии. Связь двух однотипных числовых массивов позволила рассчитать поинтервальные значения коэффициентов материальных

уравнений по результатам математического моделирования и уточнить исходную регрессионную зависимость “плотность–скорость” (скомпилированную по материалам ранее опубликованных работ [Дружинин и др., 1982] или полученную по петрофизическим выборкам на образцах горных пород [Мартышко и др., 2016a]):

$$\sigma(V) = \begin{cases} V - 0.03, & V < 2.35; \text{ осадки мезо-кайнозоя,} \\ 0.113V + 2.034, & 2.35 \leq V \leq 5; \text{ эффузивные комплексы палеозоя,} \\ 0.2V + 1.6, & 5 \leq V \leq 7.7; \text{ кристаллическая кора,} \\ 0.262V + 1.19, & 7.7 \leq V \leq 8.4; \text{ мантийные блоки.} \end{cases} \quad (6)$$

На рис. 5 показана 2D-слоисто-блоковая сейсмо-плотностная модель земной коры и верхней мантии по профилю Ханты-Мансийский. Модель построена по подобранной матрице избыточных плотностей, заверка коэффициентов формулы пересчета (6) выполнена по скоростной матрице исходных данных. Расчетное гравитационное поле модели сопоставлено с наблюдаемыми аномалиями Буге. При этом постоянная составляющая фона g_0 не учитывается. Морфологическое сходство двух кривых для двумерных моделей вполне приемлемо на качественном уровне интерпретации.

Контуры мантийных блоков, намеченные по изостазии, отражают блочную делимость вышележащих структур верхней и средней земной коры. Интересно, что латеральная изменчивость плотности, конфигурирующая блочный разрез по Ханты-Мансийскому профилю, получена по результатам количественной интерпретации сейсмических данных и решения обратной задачи гравиметрии. Над разрезом (рис. 5) нанесены структуры из сводной тектонической схемы Урало-Сибирского региона (рис. 1). Отметим, что математическая и геологическая интерпретация практически согласуются, но количественная ин-

терпретация позволяет также проследить структуры, выделенные по фундаменту, на глубину. Границы тектонических зон чередующихся поднятий и погружений консолидированного фундамента соответствуют блочной структуре плотностного разреза коры и мантии (рис. 5). Областям поднятий (Зауральское поднятие и Ханты-Мансийское срединное поднятие) соответствуют более легкие блоки консолидированной коры и более тяжелые – верхней мантии. В зонах погружений (Восточно-Уральский прогиб и Тюменско-Кустанайский прогиб) ситуация обратная: тяжелым блокам земной коры соответствуют более легкие блоки верхней мантии. Анализ форм рельефа границы фундамента и границы верхней мантии обнаруживает устойчивую тенденцию к образованию антиформ кровли фундамента и кровли верхней мантии, т.е. обрамляющего внешнего контура консолидированной земной коры.

6. ТРЕХМЕРНЫЙ ФОРМАТ ПЛОТНОСТНОЙ МОДЕЛИ

Для построения трехмерной сейсмоплотностной модели Североуральского сегмента в пределах градусной трапеции (58° – 64° с.ш., 54° – 72° в.д.) были использованы данные сейсмических исследований, охватывающих большую площадь. Увеличение длины сейсмических профилей предполагает построение пространственного каркаса оцифрованных разрезов для расширенной территории с последующим замыканием контура интерполяции на требуемый сегмент. Это позволяет избежать появления высоко градиентных аномалий расчетного поля на границе планшета при сопутствующем разрыве продолженных плотностей во внешность трехмерной модели. По методике, изложенной в предыдущих разделах, в дополнение к Ханты-Мансийскому профилю были построены двумерные плотностные разрезы по четырем сейсмическим профилям: Вижай–Нижняя Тура–Орск, Северная Сосьва–Ялуторовск, Красноуральский и Красноленинский.

Использование двумерных плотностных моделей для перехода к трехмерной конфигурации не требует высокоточного подбора гравитационного поля по отдельно взятым профилям. Вполне достаточно качественного совпадения расчетного поля разреза с ортогональной проекцией на профиль трехмерных аномалий наблюдаемого поля. В процессе решения линейной обратной задачи гравиметрии подбираются не плотностные элементы сеточных матриц, размером $\approx 1000 \times 800$ ячеек, а только угловые коэффициенты кусочно-линейных функций (4) по выделенным скоростным интервалам. Для Ханты-Мансийского профиля решение обратной задачи гравиметрии (3) построено для трех интервалов (6) изменения

скорости в земной коре и пяти мантийных блоков. Для любого из оставшихся четырех плотностных разрезов количество искомым параметров обратной задачи меняется незначительно: число выбираемых скоростных интервалов в коре не более 3; число мантийных блоков (от 3 до 7) зависит от “нулей” функции компенсатора (2) изостатической редукции (см. рис. 4). Такое значимое уменьшение количества параметров подбора плотностной модели повышает алгоритмическую устойчивость решения обратной задачи гравиметрии и значительно снижает затраты машинного времени. В табл. 1 приведены уточненные коэффициенты кусочно-линейной зависимости “плотность–скорость” по каждому из профилей и мера несогласия (средне-квадратичное отклонение RMS в мГал) модельного и наблюдаемого полей. Оценки даны как для плотностных разрезов с однородной мантией $RMS_{од}$ (начальное приближение), так и для подобранных разрезов с мантией блочной структуры $RMS_{бл}$.

Двумерные скоростные и соответствующие им плотностные разрезы по пяти сейсмическим профилям формируют исходную базу данных трехмерной плотностной модели начального приближения. Сеточные “грид-файлы” с профильных разрезов форматируются в координатах цифрового планшета карты аномалий гравитационного поля. В предложенной схеме допустимо использование разрезов различной детальности (масштаба) и глубины, а также данных плотностного каротажа по стволу скважин. Двумерные сеточные матрицы с профильных плотностных разрезов, как и вектор одномерной плотности по разрезу буровых скважин, форматируются в координатах цифрового планшета карты аномалий гравитационного поля. Граничные файлы образующих кривых задают положение каждого цифрового фрагмента в площадном варианте. Таким образом учитывается взаимное расположение разрезов (и скважин) в пространстве и происходит переход от $1D$ – $2D$ -массива координат вертикальных сечений к $3D$ -сеточному массиву координат объемной модели, по которому и восстанавливается макет пространственного сейсмического каркаса (рис. 6).

Недостающие данные по плотностям в межпрофильном пространстве заполняются интерполированными значениями плотности с опорных разрезов трехмерного каркаса. Интерполяция выполняется по отдельным горизонтальным слоям. Мощности слоев определяются выбранным нами шагом дискретизации (100 м) по оси глубин; в горизонтальных плоскостях шаг интерполяции 1 км. Результатом интерполяции является четырехмерный массив послойных сеточных файлов (x, y, z, σ), в котором каждому горизонтальному слою сопоставлена глубина, на которой

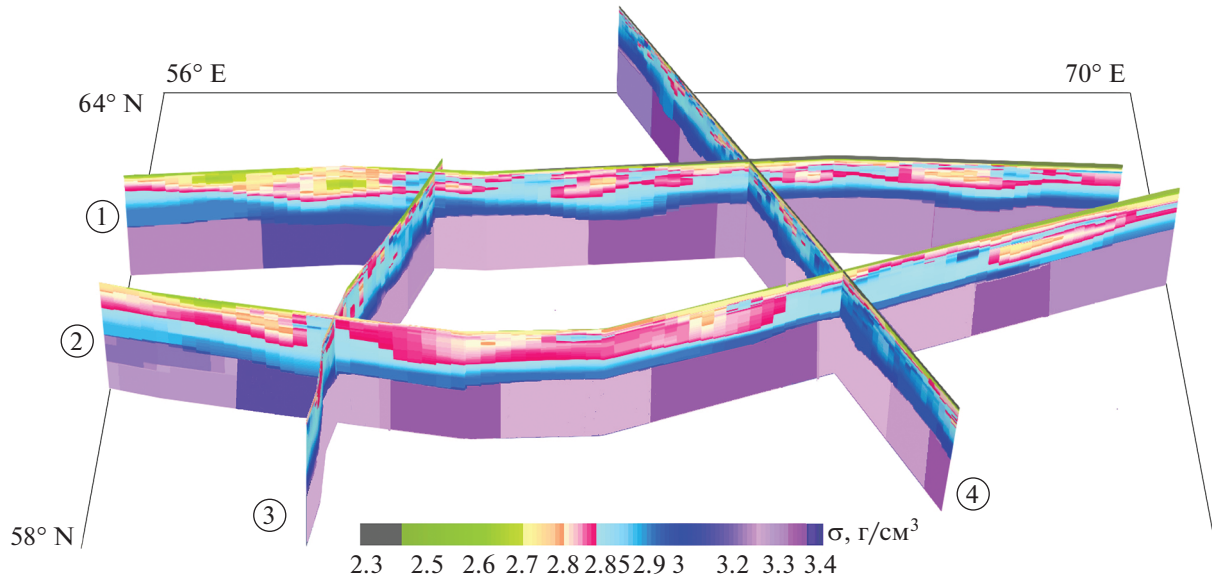


Рис. 6. Пространственное положение плотностных разрезов на координатном цифровом планшете карты аномалий гравитационного поля. Цифры в кружочках – профили Баженовской геофизической экспедиции: 1 – Красноленинский, 2 – Красноуральский и Ханты-Мансийский, 3 – Вижай–Нижняя Тура–Орск, 4 – Северная Сосьва–Ялуторовск.

он расположен. Данные за пределами контура интерполяции не учитываются. Результатом работы программы интерполяции является пакет сеточных “грид-файлов” (последних горизонтальных сечений $z = \text{const}$) четырехмерного (x, y, z, σ) массива и XML-файл, в котором каждому слою сопоставлена глубина, на которой он расположен:

$$\sigma(x, y, z) := \{ \sigma_k(x, y); z \in (z_{k-1}, z_k]; k = \overline{1, N} \}.$$

Построенный “цифровой параллелепипед” на рис. 7 представляет собой трехмерную плотностную модель начального приближения для заданного участка площади. Алгоритм “точного интерполятора” настраивается на трехмерную конфигурацию (рис. 6): он учитывает схему тектонического районирования и, по возможности, зональность гравитационного поля. Непрерывное послойное заполнение сеточных матриц “цифрового параллелепипеда” восстанавливает интерполированные значения плотности в межпрофильном пространстве и сохраняет подобранные 2D-плотностные параметры в сечении сейсмических профилей. Градиентно-слоистая модель интерполированной плотности может рассматриваться как первое (начальное) приближение трехмерной модели земной коры и верхней мантии. Модель легко перестраивается для учета дополнительной информации и доступна для редактирования с возможностью получения информации по любому сече-

нию вдоль образующих кривых, заданных в специальном формате граничного файла “.bln”. На основе послойных сеточных матриц трехмерного параллелепипеда реализуется алгоритм построения карт горизонтальных срезов и структурных карт рельефа опорных плотностных границ, что принципиально важно при решении структурных задач тектонического районирования.

Преобразования форматов цифровых файлов и сопутствующие им вычислительные алгоритмы намного сократили затраты на предварительную обработку двумерных плотностных моделей и сделали возможным использовать интерактивную схему решения двумерной и трехмерной обратной задачи гравиметрии в реальном режиме времени.

7. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Изучение строения верхней части литосферы гравиметрическими методами и построение региональных геофизических моделей опирается на решение следующей задачи: найти распределение модельной плотности, которое удовлетворяет наблюдаемому гравитационному полю. Интегральная формула прямой задачи – это оператор “суммы”, заданный на множестве плотностных элементов дискретного разбиения. И найти плотность каждого отдельного элемента только по их совокупному гравитационному эффекту теоретически невозможно. В классической постановке реше-

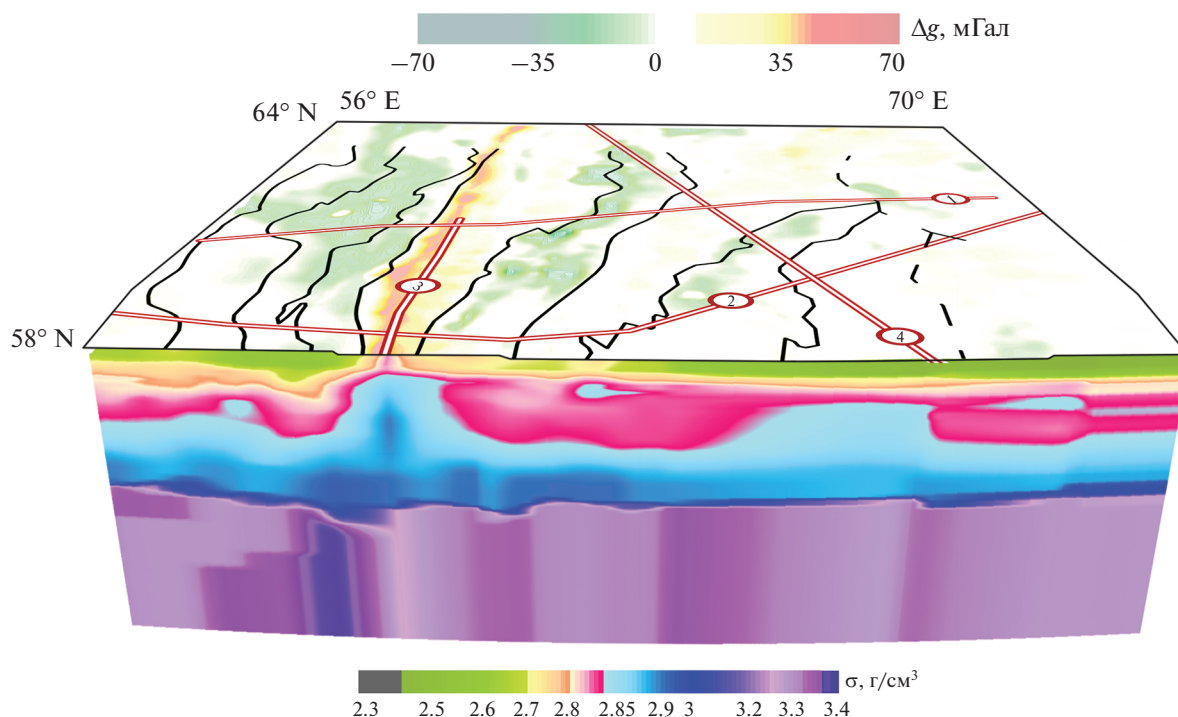


Рис. 7. Плотностная 3D-модель начального приближения, полученная интерполяцией плотностей с двумерных разрезов в межпрофильное пространство. Сверху нанесена карта расположения сейсмических профилей и схема тектонического районирования (см. рис. 1).

ние обратной задачи гравиметрии является не только неоднозначным, но и неустойчивым. И чем выше размерность задачи, тем она менее устойчива и тем настоятельнее требуется применение специальных регуляризирующих алгоритмов [Мартышко и др., 2016], которые обеспечивают устойчивость решения обратной задачи. Вопрос о выборе единственного решения нельзя рассматривать только с позиций общей математической теории; необходимо выбрать содержательный модельный класс и привлекать дополнительную информацию для построения плотностных моделей. В качестве такой информации могут использоваться результаты интерпретации сейсмических данных – начальная модель интерполированной плотности, которая сохраняет основные структурные элементы глубинного строения в окрестности сейсмических профилей; эти черты наследуются и на последующих этапах сейсмо-гравитационного моделирования. Трехмерная плотностная модель, построенная посредством послышной интерполяции сеточных матриц с двумерных скоростных разрезов, реализует алгоритм поиска слабоединственных решений в плоском слое на множестве корректности обратной задачи гравиметрии [Новоселицкий, 1965]. По каждому горизонтальному слою сеточного параллелепипеда вычисляются малые (латераль-

ные) отклонения избыточной плотности от ее начального распределения. Это дает возможность из семейства послышных эквивалентов выбрать единственные частные решения обратной задачи гравиметрии с минимальной нормой.

Практические задачи, возникающие при 3D-моделировании глубинного строения неоднородной геологической среды, требуют минимизации ручного труда не только на этапе подготовки исходных данных, но и на всех этапах промежуточных расчетов. Формализация исходных данных ГСЗ и их преобразование в сеточный формат скоростных (и плотностных) разрезов способствует разработке высокоэффективных вычислительных алгоритмов “быстрого” решения прямых и обратных задач гравитационного моделирования на сетках большой размерности [Мартышко и др., 2013; Martyshko et al., 2018]. Доминантой предполагаемых решений служит плотностная модель начального приближения. По этой причине мы скрупулезно выполнили все промежуточные вычисления, начиная от томографии ГСЗ (поля времен и сеточные модели скоростных разрезов) и заканчивая трехмерной моделью интерполированной плотности. Кратко перечислим необходимые промежуточные этапы.

1. По специальным двумерным полям времен рефрагированных продольных волн в первых вступлениях строится томографический скоростной разрез земной коры.

2. По сеточной скоростной матрице и кусочно-линейной петрофизической зависимости “скорость—плотность” рассчитывается массив предварительных значений плотности на сетке той же размерности.

3. Модель земной коры дополняется однородным мантийным слоем с плотностью $\sigma_M = 3.3 \text{ г/см}^3$ до глубины регионального уровня изостатической компенсации 80 км.

4. По аномалиям литостатического давления строится блочный разрез земной коры и верхней мантии. Поправки, введенные в рамках предположения об изостатической компенсации, позволяют наметить контуры мантийных блоков и перераспределить в них плотность таким образом, чтобы значение избыточного давления на заданной глубине стало близко к нулю.

5. Строится горизонтально-слоистая (одномерная) модель “нормального” плотностного разреза. Одномерная, усредненная по горизонтальным сечениям, плотность $\sigma_0(z)$ принимается за гидростатическую.

6. Плотностной разрез трансформируется в модель горизонтального пласта бесконечного простираения. Для этого внешнее законтурное пространство за пределами профиля заполняется массами с одномерной гидростатической плотностью.

7. Вычисляются скоростные и плотностные разности (избыточные плотности) относительно нормальной одномерной модели. Разрез, избыточные плотности которого вычисляются относительно гидростатической плотности нормальной модели, находится в “пустом” пространстве с нулевым гравитационным эффектом. Поле, рассчитанное по матрице избыточных плотностей, будет всегда приведено к нулевому уровню.

8. Составляется функционал модельного гравитационного поля, в котором неизвестные элементы плотностной матрицы выражаются через интервальные коэффициенты предполагаемой зависимости “скорость—плотность” и исходную скоростную матрицу. Формируется вектор искоемых (неизвестных) коэффициентов кусочно-линейной зависимости. По каждому скоростному интервалу коэффициенты этой зависимости находятся из решения линейной обратной задачи гравиметрии.

9. Подобранные сеточные плотности по разрезам до глубины 80 км сопоставляются с сеточным массивом исходных данных по скоростям продольных волн в коре и на границе “кора—ман-

тия”. Связь двух однотипных числовых массивов позволяет уточнить исходную петрофизическую зависимость “плотность—скорость” и, в качестве альтернативы, определить поинтервальные значения материальных коэффициентов “А” и “В” по результатам численного моделирования.

Разработка универсальных схем количественной интерпретации, создание устойчивых, адаптивных алгоритмов и их программная реализация позволят оперативно конструировать многовариантные модели послыйного строения земной коры и сделать их прозрачными для всестороннего геолого-геофизического анализа. Последнее имеет принципиальное значение для понимания особенностей глубинного строения Уральской складчатой зоны и прилегающих к ней территорий.

8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложена технология преобразования скоростных разрезов в двумерные плотностные матрицы. Разработан алгоритм трансформации двумерных числовых массивов в формат послыйных сеточных функций трехмерного плотностного куба. Построены сейсмоплотностные разрезы вдоль пяти профилей ГСЗ Североуральского сегмента. На сейсмических разрезах выделены опорные границы, характеризующие поверхность фундамента и подошву земной коры (границу Мохоровичича), а также внутрикоровые поверхности. Уже на первоначальном этапе анализа построенных двумерных моделей просматриваются общие и отличительные признаки распределения взаимоувязанных плотностных и скоростных параметров по глубине. В верхней и средних частях земной коры уверенно трассируются зоны сочленения Северного Урала с Восточно-Европейской платформой и Западно-Сибирской плитой. Значимые оценки получены и для усредненной плотности мантийных блоков в пределах указанных структур. Таким образом, разработанная методика двумерного сейсмоплотностного моделирования позволяет учесть основные структурные особенности модели скоростного разреза ГСЗ и реализовать устойчивый подбор плотностей в классе элементарных тел (элементов сеточной матрицы) для любой, сколь угодно сложной, геометрии среды. Конвертация разнородных числовых массивов к стандартному (матричному) формату двумерных и трехмерных сеточных функций способствует созданию новых эффективных алгоритмов математического сопровождения и рационализации вычислительных процессов. Все разработанные алгоритмы реализованы в прикладных программах с использованием параллельных алгоритмов для многопоточных вычислений. По пяти профилям (Ханты-Мансийский, Красноуральский, Вижай-Нижняя Тура-Орск, Северная

Сосьва–Ялуторовск и Красноленинский) построены двумерные модели распределения плотности, для которых выбором конфигурации мантийных блоков удалось с хорошей точностью выполнить условие изостатического равновесия на глубине 80 км. Полученные разрезы в дальнейшем будут использованы для построения модели объемного распределения плотности на трехмерных сетках большой размерности и позволят получить новые структурные карты поверхностей фундамента и Мохо для Североуральского сегмента.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке Российского научного Фонда (проект РНФ № 20-17-00058).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Дружинин В.С., Кашубин С.И., Сивкова Л.В. Вальчак В.И., Кашубина Т.В.* Опыт глубинных сейсмических зондирований на Урале. Свердловск: НТО Горное. 1982. 72 с.
- Дружинин В.С.* Особенности глубинного строения Западно-Сибирской плиты по Ханты-Мансийскому профилю ГСЗ // Геология и геофизика. 1983. № 4. С. 39–45.
- Дружинин В.С., Автонева С.В., Шарманова Л.Н., Турьгин Л.В.* Глубинное строение Северного Урала по Красноленинскому профилю ГСЗ // Советская геология. 1990. № 9. С. 79–82.
- Дружинин В.С., Мартышко П.С., Начапкин Н.И., Осипов В.Ю.* Строение верхней части литосферы и нефтегазоносность недр Уральского региона. Екатеринбург: ИГФ УрО РАН. 2014. 226 с.
- Красовский С.С.* Гравитационное моделирование глубинных структур земной коры и изостазия. Киев: Наукова Думка. 1989. 246 с.
- Крылов С.В., Мишенькин Б.П., Мишенькина З.Р., Петрик Г.В., Сергеев В.Н., Шелудько И.Ф., Тен Е.Н., Кульчинский Ю.В., Мандельбаум М.М., Селезнев В.С., Соловьев В.М., Суворов В.Д.* Детальные сейсмические исследования литосферы на Р- и S-волнах. Новосибирск: ВО “НАУКА”. 1993. 199 с.
- Куприенко П.Я., Макаренко И.Б., Старостенко В.И., Легостаева О.В.* Трехмерная плотностная модель земной коры и верхней мантии Украинского щита // Геофизический журнал. 2007. Т. 29. № 5. С. 3–27.
- Ладовский И.В., Мартышко П.С., Бызов Д.Д., Колмогорова В.В.* О выборе избыточной плотности при гравитационном моделировании неоднородных сред // Физика Земли. 2017. № 1. С. 138–147.
- Мартышко П.С., Ладовский И.В., Цидаев А.Г.* Построение региональных геофизических моделей на основе комплексной интерпретации гравитационных и сейсмических данных // Физика Земли. № 11. 2010. С. 23–35.
- Мартышко П.С., Ладовский И.В., Бызов Д.Д.* О решении обратной задачи гравиметрии на сетках большой размерности // Докл. РАН. 2013. Т. 450. № 6. С. 702–707.
- Мартышко П.С., Ладовский И.В., Федорова Н.В., Бызов Д.Д., Цидаев А.Г.* Теория и методы комплексной интерпретации геофизических данных. Екатеринбург: УрО РАН. 2016а. 94 с.
- Мартышко П.С., Ладовский И.В., Бызов Д.Д.* Об устойчивых методах интерпретации данных гравиметрии // Докл. РАН. 2016б. Т. 471. № 6. С. 1–4.
- Мегакомплексы и глубинная структура земной коры Западно-Сибирской плиты / Под ред. В.С. Суркова. М.: Недра. 1986.
- Мишенькина З.Р., Шелудько И.Ф., Крылов С.В.* Использование линеаризованной обратной кинематической задачи для двумерных полей рефрагированных волн. Численные методы в сейсмических исследованиях. Новосибирск: Наука. 1983. С. 140–152.
- Новоселицкий В.М.* К теории определения изменения плотности в горизонтальном пласте по аномалиям силы тяжести // Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли. 1965. № 5. С. 25–32.
- Павленкова Н.И., Романюк Т.В.* Комплексные геофизические модели литосферы Сибири // Геология и геофизика. 1991. № 5. С. 98–109.
- Павленкова Н.И., Егорова Т.П., Старостенко В.И., Козленко В.Г.* Трехмерная плотностная модель литосферы Европы // Физика Земли. 1991. № 4. С. 3–23.
- Романюк Т.В.* Сейсмоплотностное моделирование коры и верхней части мантии вдоль геотраверса “КВАРЦ” // Физика Земли. 1995. № 9. С. 11–23.
- Соболев И.Д.* Тектоническая схема Северного, Среднего и северо-восточной части Южного Урала. Приложение М 1 : 2500000. Геология СССР. Т. XII. Ч. 1. Кн. 2. / Сидоренко А.В. (ред.) М.: “Недра”. 1969. 304 с.
- Страхов В.Н., Романюк Т.В.* Восстановление плотностей земной коры и верхней мантии по данным ГСЗ и гравиметрии // Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли. 1984. № 6. С. 44–63.
- Пузырев Н.Н., Крылов С.В., Мишенькин Б.П.* Методика рекогносцировочных глубинных исследований. Новосибирск: Наука. 1975. 151 с.
- Martyshko P., Ladovskii I., Byzov D., Tsidaev A.* Density block models creation based on isostasy usage. Surveying Geology and Mining Ecology Management. International Multidisciplinary Scientific GeoConference SGEM, 17 (14). Albena, Bulgaria. 2017. С. 85–92.
- Martyshko P.S., Ladovskii I.V., Byzov D.D., Tsidaev A.G.* Gravity Data Inversion with Method of Local Corrections for Finite Elements Models // Geosciences. 2018 V. 8. № 10. UNSP 373.
- Zingerle P., Pail R., Gruber T., Oikonomidou X.* The combined global gravity field model XGM2019e // J. Geod. 2020. V. 94. P. 66.

Velocity and Density Sections of the Upper Part of the Lithosphere of the North Ural Segment

**P. S. Martyshko^{a,*}, A. G. Tsidaev^a, V. V. Kolmogorova^a,
I. V. Ladovskii^a, and D. D. Byzov^a**

^a*Institute of Geophysics, Ural Branch, Russian Academy of Sciences, Yekaterinburg, Russia*

**e-mail: pmart3@mail.ru*

The existing seismic data acquired by the Bazhenov Geophysical Expedition on regional DSS profiles have been revised to study the structure of the Earth's crust in the northern part of the Ural region. The data were reprocessed using two-dimensional (2D) seismic tomography technique, and the sections of crustal velocity gradients have been constructed in the format of grid functions for five profiles located within the studied trapezium with the geographical coordinates 58°–64° N, 54°–72° E. The density sections have been constructed in the same format. The coefficients of the empirical relationship “density–velocity” have been calculated using the algorithm of solution of 2D inverse problem of gravimetry.

Keywords: seismic profiles, special 2D time fields, seismic tomography, velocity gradient and density sections, 3D interpolated density model, velocity–density modeling technology

УДК 550.37

СТРОЕНИЕ МУЙСКОЙ ВПАДИНЫ БАЙКАЛЬСКОГО РИФТА ПО РЕЗУЛЬТАТАМ ИНТЕРПРЕТАЦИИ АРХИВНЫХ ДАННЫХ ВЕРТИКАЛЬНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ЗОНДИРОВАНИЙ

© 2022 г. А. М. Санчаа¹, *, Н. Н. Неведрова¹, **¹Институт нефтегазовой геологии и геофизики им. А.А. Трофимука Сибирского отделения РАН,
г. Новосибирск, Россия

*E-mail: SanchaaAM@ipgg.sbras.ru

**E-mail: NevedrovaNN@ipgg.snras.ru

Поступила в редакцию 28.05.2021 г.

После доработки 13.10.2021 г.

Принята к публикации 20.10.2021 г.

В статье представлены результаты интерпретации архивных данных вертикальных электрических зондирований, полученных в Муйской впадине Байкальской рифтовой зоны. Для верификации результатов выполнено численное моделирование. Выделены области развития многолетнемерзлых пород, установлены глубины до фундамента впадины.

Ключевые слова: Муйская впадина, Байкальская рифтовая зона, вертикальные электрические зондирования, численное моделирование, Байкало-Амурская магистраль.

DOI: 10.31857/S0002333722020107

ВВЕДЕНИЕ

Муйская впадина расположена на северо-восточном фланге Байкальской рифтовой зоны (БРЗ). По своей морфологии, геолого-тектоническому глубинному строению она значительно отличается от других зрелых кайнозойских впадин БРЗ. Впадина является ярким примером еще не законченного слияния субпараллельных депрессий в единую рифтовую структуру. В настоящее время активные современные тектонические процессы продолжают влиять на ее формирование. Впадина вытянута в широтном направлении и имеет размеры примерно 90 × 45 км. Ее продольными ограничениями являются Северо-Муйское сбросо-сводовое и Южно-Муйское сводово-блоковое поднятия, поперечными – горные блоковые сооружения Верхнеангарско-Муйской и Муйско-Чарской межвпадинных перемычек [San'kov, 2000; Логачев, 2003].

Так как депрессия не является единой структурой, она объединяет несколько котловин различной величины. Выделяется западная локальная Улан-Макитская котловина, соединенная с основной территорией впадины только узким перешейком. Оставшаяся часть Муйской впадины разделена продольной перемычкой на две тектонически изолированные структуры. Из них северная Парамская котловина ограничена с юга выходами кристаллических пород на поверхность вдоль течения р. Муя. Обширная южная часть называется Муйско-Куандинской котловиной [Соотношение..., 1979]. Таким образом, по геологи-

ческим данным Муйская впадина фактически объединяет три отдельные депрессии: Парамскую, Муйско-Куандинскую, Улан-Макитскую. Внутривпадинная перемычка, разделяющая Парамскую и Муйско-Куандинскую котловины, сложена архейскими породами. Она субширотно протягивается в виде узкой (4–8 км) низкогорной гряды. Ее южный склон обретен линией сброса, вертикальный разброс блоков по которому превышает 1000 м. Самая большая Муйско-Куандинская котловина, имеющая сложную конфигурацию с выходами пород фундамента на поверхность, заполнена рыхлыми отложениями, максимальная мощность которых отмечается у северного борта, западнее р. Витим. Парамская котловина имеет более простое строение. Наибольшее прогибание ее фундамента предполагается ближе к северному ограничению, в то время как на юге мощность осадков плавно уменьшается к межвпадинной перемычке, возвышающейся всего на 20–400 м над аккумулятивной поверхностью [Геология..., 1984б].

Из всех кайнозойских впадин северо-восточного Прибайкалья Муйская имеет наиболее сложное разломно-блоковое строение, определяемое ее общей незавершенной структурой и разрывными нарушениями различных направлений. Судя по всему, усиление тектонических движений в плиоцен-четвертичное время активизировало многие ранее существующие дизъюнктивы, и вместе с новообразованными разрывными нарушениями они составили существующую ныне активную сеть разломов. Палеосейсмологиче-

ские данные свидетельствуют о высокой сейсмической активности Муйской впадины в прошлом. В период инструментальных наблюдений за 1950–2020 гг. непосредственно в Муйской депрессии произошло одно из сильнейших в Восточной Сибири за последние сто лет Муйское землетрясение (1957 г., с $M = 7.9$). В настоящее время по сравнению с другими районами северо-восточного Прибайкалья сейсмическая активность на территории впадины несколько снижена [Лунина, 2008; 2015; Геология..., 1985].

Первые комплексные геофизические исследования Муйской депрессии связаны с началом строительства железнодорожной Байкало-Амурской магистрали (БАМ) и были выполнены в 80-е гг. прошлого века. По результатам этих работ мощность кайнозойских отложений депрессии оценивается крайне неоднозначно. Например, по гравитационным данным Ю.А. Зорина [Зорин, 1971] она составляет 2100 м; на основании результатов совместной интерпретации гравиметрии, магнитотеллурического зондирования, вертикального электрического зондирования (ВЭЗ) (1975–1980 гг.) уменьшена до 1200 м; по данным детального глубинного сейсмического зондирования, проведенного Б.П. Мишенькиным в 1981–1983 гг., достигает 1800 м. Такие, по-видимому, средние оценки не несут достоверной информации о реальной мощности осадков, которая в разных частях впадины существенно отличается. В более поздние годы геофизических исследований не проводилось.

Трасса БАМ проходит по разломной зоне между Улан-Макитской и Муйско-Куандинской котловинами и далее пересекает серию разломов в центральной, южной и восточной части депрессии. Геофизические характеристики большинства разломных структур ранее были практически неизвестны. В связи с запланированной модернизацией инфраструктуры БАМ актуально выяснить строение на участках впадины, где проходит магистраль. Цель этой работы еще раз рассмотреть архивные данные электроразведки с привлечением современных программных средств для построения возможных геоэлектрических моделей впадины, получить характеристики разломных зон, оценки мощности многолетнемерзлых пород (ММП) и выявить опасные участки на трассе БАМ.

Архивные ВЭЗ получены в 1981–1983 гг. Муйской электроразведочной партией. Измерения выполнены установкой Шлюмберже, минимальный полуразнос составлял 3 м, максимальный достигал 10 км, что обеспечивало высокую глубину зондирования. Размещение профилей и пунктов измерений в основных структурных элементах исследуемого участка показано на рис. 1. Пункты ВЭЗ 74–70 профиля 1 расположены в Улан-Макитской локальной впадине. Пункты ВЭЗ 66–68 профиля 1, профили 2, 5, значительная часть профиля 3, наиболее протяженного, на-

ходятся в Муйско-Куандинском осадном бассейне. Пункты ВЭЗ 84, 51, 55 профиля 3 и профиль 4 расположены в северной Парамской котловине. На схеме показана трасса БАМ и сеть разломов по геологическим данным [Геологическая..., 1960; 1978а; 1978б].

РЕЗУЛЬТАТЫ ИНТЕРПРЕТАЦИИ

По результатам интерпретации сначала с использованием горизонтально-слоистой модели построены геоэлектрические разрезы по всем 6 профилям наблюдений. Затем были выполнены двумерная инверсия и двумерное моделирование для верификации и уточнения полученных результатов. С учетом имеющейся профильной съемки были привлечены двумерные программные средства интерпретации данных метода ВЭЗ. Использованы следующие программы моделирования и инверсии: ZondIP1D, ZondRes2D¹.

Рассмотрим разрезы по профилям 1, 2, 3, 4, которые отражают основные структурные элементы Муйской впадины. На рис. 2 представлены 1D-, 2D-геоэлектрические разрезы по профилю 1. Этот профиль начинается в Улан-Макитской впадине, пересекает с запада на восток межвпадинную перемычку, и выходит в Муйско-Куандинский бассейн. Пункт ВЭЗ 69 расположен в зоне влияния разлома. Мощность ММП по этому профилю увеличивается в его восточной части, достигая 270 м с удельным электрическим сопротивлением (УЭС) более 8000 Ом · м в пункте ВЭЗ 66. Второй геоэлектрический горизонт с неустойчивой мощностью и УЭС от 800 до 2000 Ом · м выделяется не во всех пунктах зондирования. Его максимальная мощность в 300 м получена для ВЭЗ 69. Третий горизонт – относительно проводящий с УЭС 100–500 Ом · м и с мощностью ~1600–1700 м, которая значительно увеличивается в восточной части разреза. Кровля фундамента находится на глубине порядка 2 км в Улан-Макитской котловине и в зоне перемычки, а далее на восток резко погружается по разлому. На разрезе 2D-инверсии черной линией показаны границы слоев 1D-интерпретации.

1D-, 2D-геоэлектрические разрезы, превдо-разрез по профилю 2 показаны на рис. 3. Этот профиль является продолжением профиля 1 в восточном направлении по территории Муйско-Куандинского бассейна. В верхней части разреза мощность ММП составляет ~140 м с УЭС более 5000 Ом · м. Для второго геоэлектрического горизонта максимальная мощность в 520 м получена по данным ВЭЗ 65, значения УЭС отложений меняются в интервале 1100–2400 Ом · м. Для характеристики третьего горизонта и фундамента можно выделить западный (пункты ВЭЗ 65–60) и восточный блоки (пункты ВЭЗ 59–57), разделенные, скорее всего, разломом. Наиболее погруженная часть

¹ <http://zond-geo.com/>

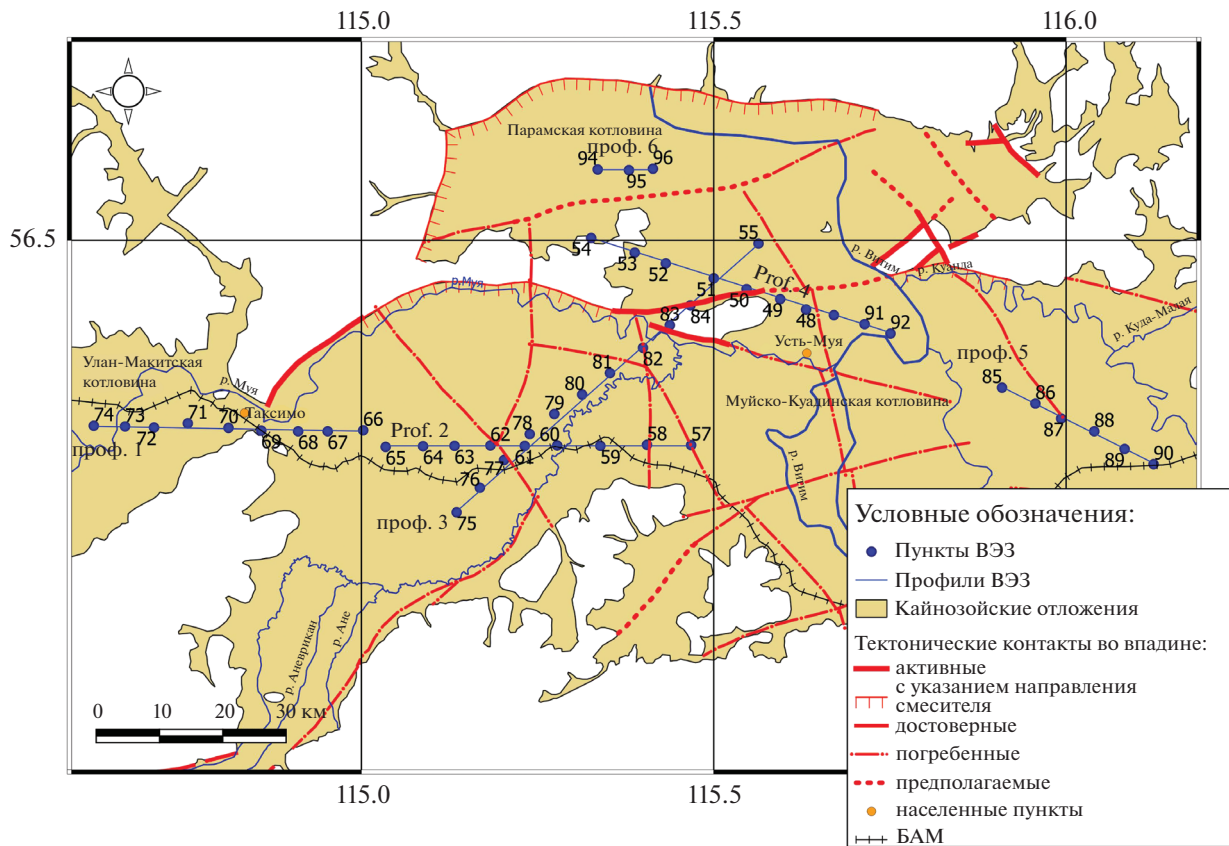


Рис. 1. Схема размещения пунктов ВЭЗ в Муйской впадине.

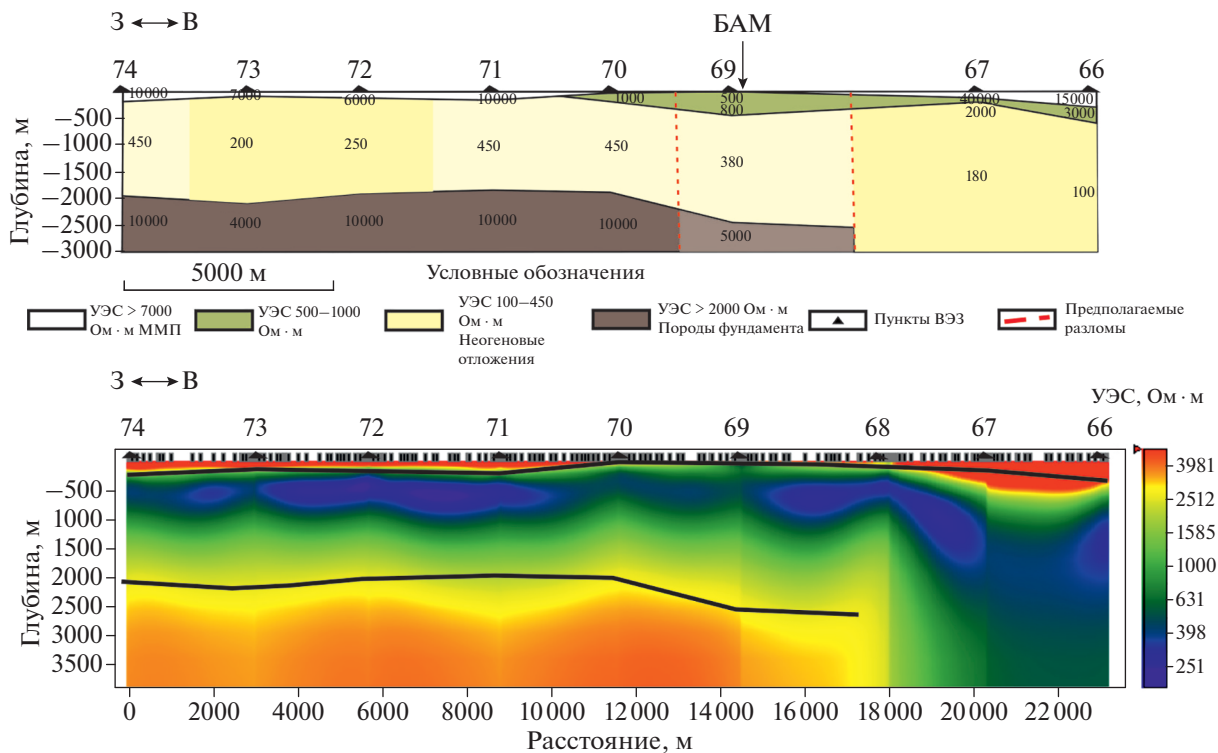


Рис. 2. Геоэлектрические разрезы по профилю 1 (1D-интерпретация, 2D-инверсия).

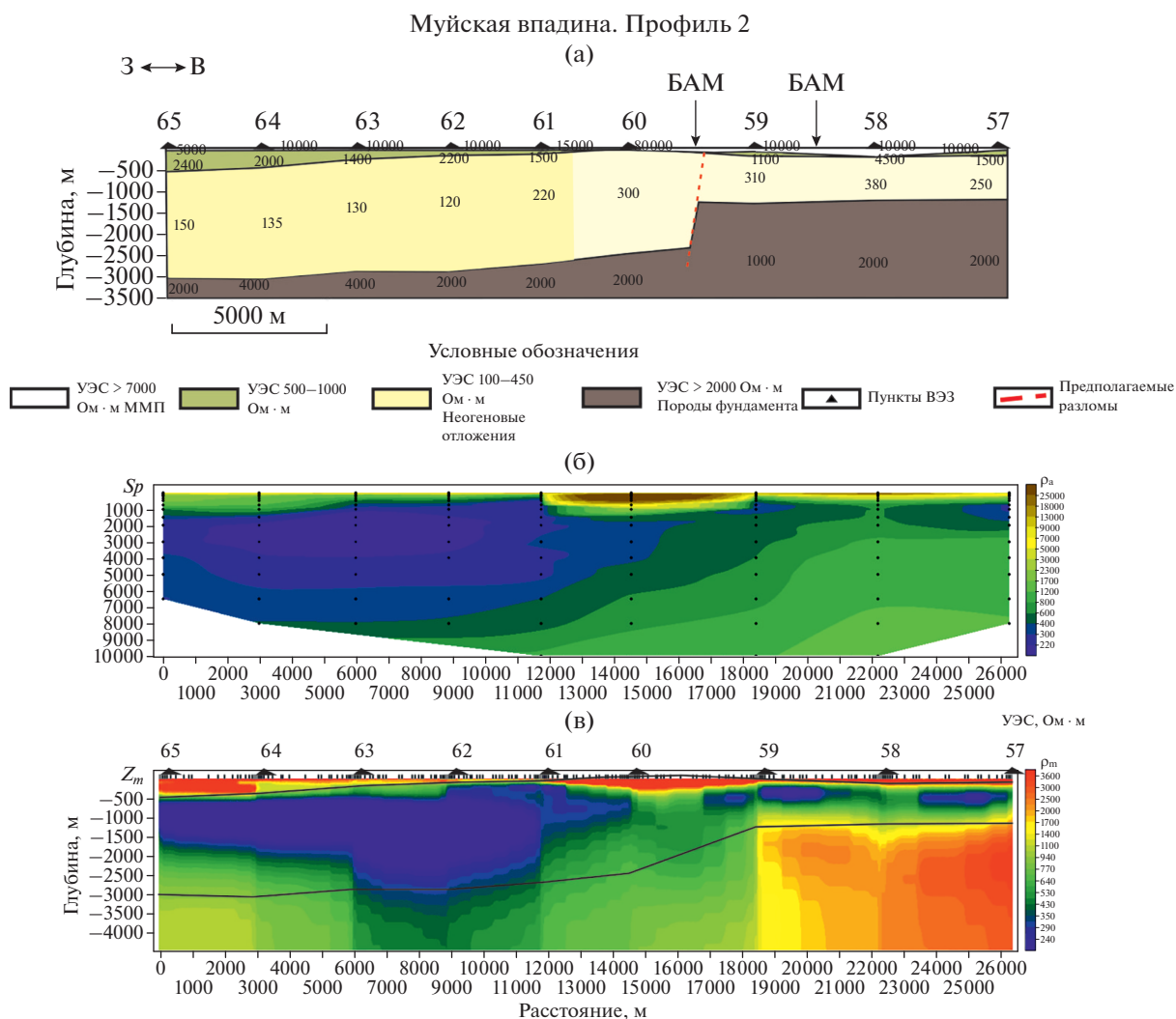


Рис. 3. Профиль 2: (а) – геоэлектрический разрез 1D-интерпретации; (б) – псевдоразрез; (в) – 2D-инверсия.

приходится на западный блок, где УЭС 3-го слоя в основном составляет 120–150 Ом · м, а мощность достигает 2.5 км. Кровля фундамента в западном блоке находится на глубине в 2.5–3 км. В восточном приподнятом блоке мощность проводящего горизонта составляет ~1 км, а кровля фундамента определяется на уровне 1.6–1.7 км (рис. 3а). Такое резкое изменение мощности горизонтов свидетельствует о наличии здесь разломной зоны, что в целом подтверждают результаты двумерной инверсии (рис. 3в). Слишком большое расстояние между ВЭС 60 и ВЭС 59 не дает возможности определить более точно положение разлома. На разрезе 2D-инверсии черной линией показаны границы слоев 1D-интерпретации.

На рис. 4 сопоставляются 1D-, 2D-геоэлектрические разрезы по протяженному профилю 3, который пересекает с юго-запада на северо-восток обширную Муйско-Куандинскую впадину (ВЭС 75–82), внутривпадинную перемычку

(между ВЭС 83 и ВЭС 84, отмечена черной пунктирной линией), выходящую на дневную поверхность и Парамскую котловину (ВЭС 51, 55). На разрезе выделяются 3 блока, отражающие разные структуры, через которые профиль проходит. В юго-западном блоке мощность ММП достигает 330 м с УЭС более 10000 Ом · м, в центральном блоке эта мощность меньше – около 200 м, и минимальна в Парамской котловине. Для второго геоэлектрического горизонта мощность меняется в широких пределах от 110 до 780 м, а УЭС 900–2700 Ом · м. У третьего горизонта с УЭС 180–500 Ом · м толщины в юго-западном блоке составляет 2–2.5 км, в центре более 3 км (в пункты ВЭС 79–81 кривые не вышли на правую асимптоту); и около 1 км и немногим больше на северо-восточном блоке. Резкие изменения мощности отложений и ослабленные блоки фундамента свидетельствуют о наличии разрывных нарушений. Результаты 1D-интерпретации и 2D-инверсии принципиально

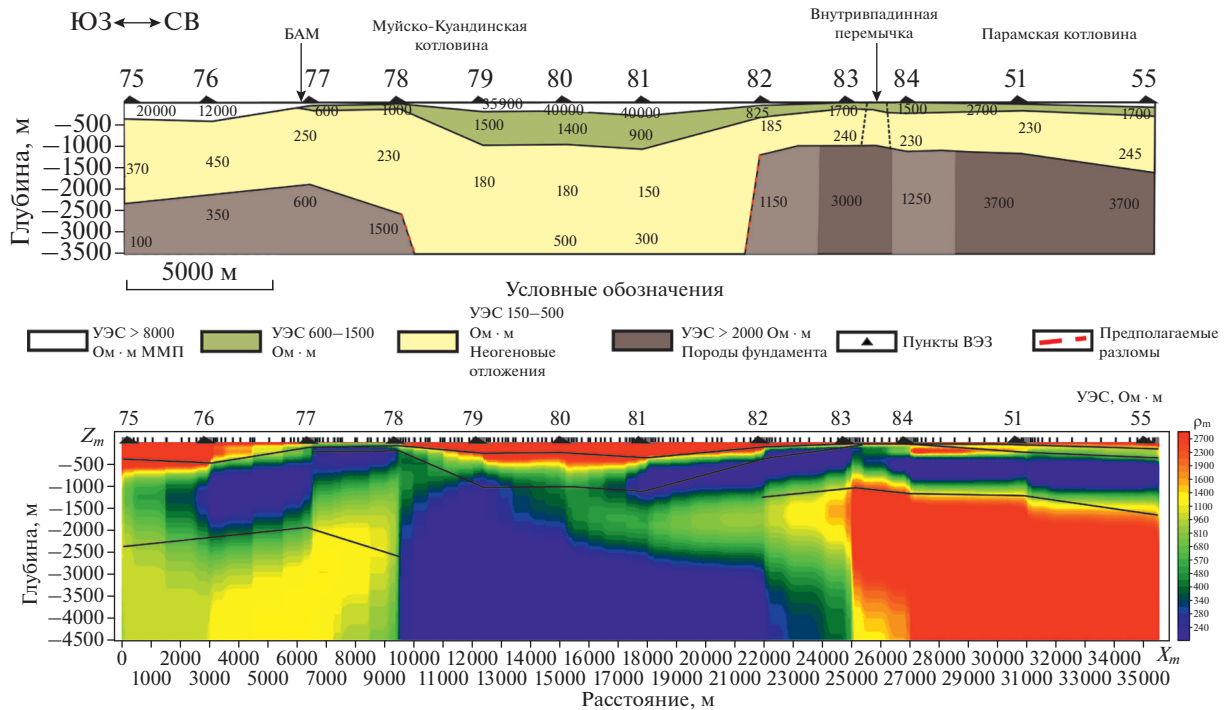


Рис. 4. Геоэлектрические разрезы по профилю 3 (1D-интерпретация, 2D-инверсия).

согласуются, но требуется численное моделирование на участке с внутривпадинной перемычкой (ВЭЗ 83–84), где строение верхней части непонятно. По результатам 2D-инверсии присутствие этой перемычки не очевидно. На разрезе 2D-инверсии черной линией показаны границы слоев 1D-интерпретации.

Профиль 4 с простираем с северо-запада на юго-восток пересекает северную внутривпадинную перемычку (ВЭЗ 54, 53), Парамскую котловину и выходит в Муйско-Куандинскую впадину. На разрезе также выделяются 3 блока. На северо-западе по данным ВЭЗ 53, 54 наблюдаются выходы пород фундамента на дневную поверхность (внутривпадинная перемычка). Далее можно видеть постепенный переход к отложениям Парамской котловины с глубиной до основания в 1000 м, и, наконец, разрез юго-восточного блока, характеризующий строение северного борта Муйско-Куандинской впадины с максимальной мощностью осадочного заполнения в 2500 м. Мощность ММП в центре и на юго-востоке по этому профилю достигает 150 м с УЭС более 6000 Ом · м. Мощность второго геоэлектрического горизонта меняется в широких пределах от 150 до 500 м, а УЭС 1000–2700 Ом · м. Для проводящего горизонта получены УЭС 180–700 Ом · м. Между пунктами ВЭЗ 93кр и 48, а также между ВЭЗ 52 и 51 по резкому изменению мощности осадочных отложений следует предположить наличие разломной зоны. УЭС фундамента в центральной части разреза меняется практически в каждом пункте.

Ослабленные блоки фундамента характеризуются более низкими значениями УЭС и приурочены, скорее всего, к зонам разломов. Результаты 1D-интерпретации и 2D-инверсии в основном согласуются (рис. 5). На разрезе 2D-инверсии черной линией показаны границы слоев 1D-интерпретации.

Для более простых по строению разрезов по профилям 5 и 6 приведем их описание. Профиль 5 протягивается северо-запада на юго-восток в восточной части Муйской впадины. На этом участке одна из наиболее обширных и мощных зон ММП (250–500 м) с УЭС более 3500 Ом · м. Мощность второго геоэлектрического горизонта всего 50 м за счет развития ММП, а УЭС 600–1300 Ом · м. Проводящий горизонт в этой части впадины имеет повышенные значения УЭС в интервале 400–1300 Ом · м по сравнению с другими участками, а мощность порядка 2000 м. Кривые ВЭЗ 85, 86, 90 не выходят на асимптоту, в связи с чем определить глубину до фундамента на интервалах с этими зондированиями не представляется возможным. Двумерная инверсия подтверждает представленные выше особенности разреза.

Короткий профиль 6 полностью расположен в Парамской котловине. На разрезе выделена относительно маломощная зона ММП в 60–80 м с УЭС более 6000 Ом · м. Для второго горизонта с толщинами в 300–450 м получены значения УЭС в 1000–1500 Ом · м. У проводящего горизонта УЭС составляет около 200 Ом · м с мощностью ~1350 м. Кривая ВЭЗ 94 не выходит на асимптоту,

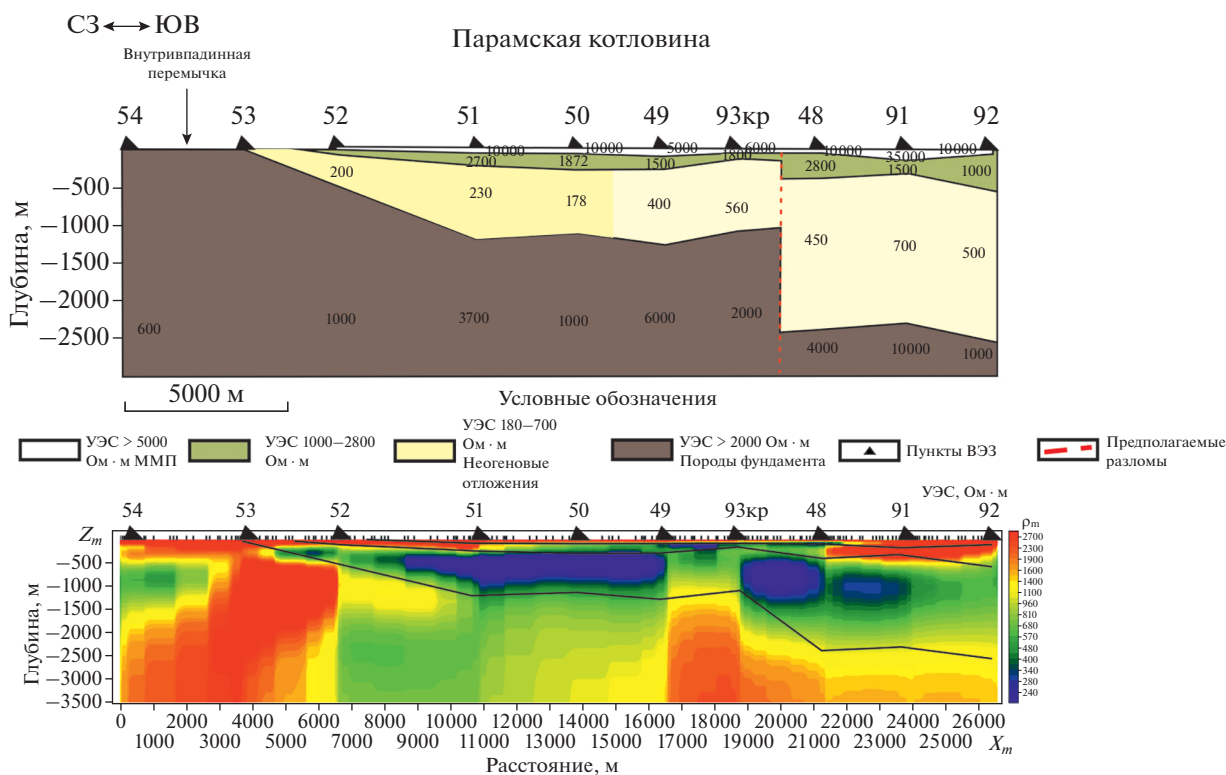


Рис. 5. Геоэлектрические разрезы по профилю 4 (1D-интерпретация, 2D-инверсия).

в связи с чем определить глубину до фундамента в восточной части разреза не представляется возможным.

ДВУМЕРНОЕ ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Для 2D-моделирования с использованием программы ZondRes2D привлечены данные профилей 1 и 3.

Профиль 1. В ходе работы рассмотрено 11 моделей. Моделировалась разломная зона – область межвпадинной перемычки, разделяющей Улан-Макитскую впадину от основной части Муйской депрессии в районе пункта ВЭЗ 69. Следует отметить, что через этот участок проходит Байкало-Амурская магистраль. На рис. 6 представлены сравнительные псевдоразрезы по полевым (а) и модельным данным (б). Наблюдается хорошее согласование. На рис. 7 представлены теоретическая (результат 2D-моделирования) и полевая кривые ВЭЗ 66. Получено хорошее совпадение полевой и теоретической кривой. На рис. 8 представлен геоэлектрический разрез для выбранной 2D-модели. На полученном разрезе более четко выражено ступенчатое погружение фундамента в восточном направлении. Существенный перепад глубин до фундамента на разных интервалах профиля, в частности, в пунктах ВЭЗ 74–69 фундамент расположен на глубине порядка 2 км, в рай-

оне пункта ВЭЗ 69 присутствует разломная зона, фундамент ослабленный с более низким сопротивлением, для ВЭЗ 67–66 – глубина до фундамента не определена (более 3 км).

Профиль 3. С учетом данных геолого-структурных исследований было выполнено двумерное моделирование разломных структур по данным ВЭЗ профиля 3. При 2D-моделировании рассматривались две основные модели: перемычка в виде высокоомного блока, и перемычка, выполненная более низкоомными горными породами. На рис. 9 сопоставляются полевые и синтетические кривые 2D-моделирования ВЭЗ 79, 82, полученные в зонах разломов для одной оптимальной модели. В целом результаты неплохо согласуются. Конечно, следует предположить, что и здесь влияет трехмерная неоднородность среды, но, к сожалению, нет площадных измерений, только профильные.

Далее по результатам 2D-моделирования была выполнена двумерная инверсия модельных данных и построен итоговый геоэлектрический разрез (рис. 10). Результат инверсии проблематичен. Здесь можно предположить, что размеры перемычки недостаточно велики или у нее пониженные значения УЭС (трещиноватость, раздробленность массива). Кроме того, она перекрыта сверху высокоомником. Как следует из геологической информации, амплитуда смещения по разрыву внутрипадинной перемычки (ВЭЗ 83–84) может достигать 1000 м и она выходит на дневную поверхность. Иг-

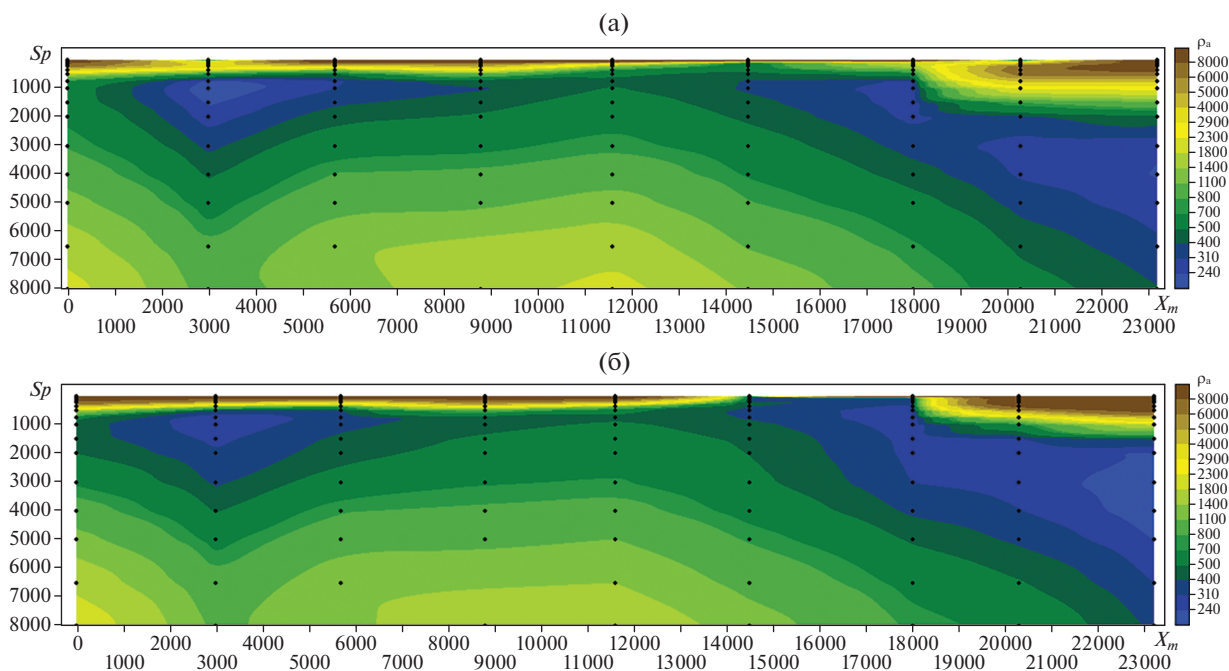


Рис. 6. Псевдоразрезы по профилю 1: (а) – полевые данные; (б) – расчетные данные 2D-моделирования.

норировать эту перемычку, выходящую на дневную поверхность, мы не можем, т.к. это априорная информация. На двумерных разрезах хорошо видны как ослабленные, так и более консолидированные блоки фундамента.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Горные породы, выполняющие Муйскую впадину, в целом высокоомны, даже минимальные значения УЭС превышает 100–200 Ом·м. Для всех разрезов характерно присутствие слоев многолетнемерзлых пород (ММП), достигающих по мощности 300–450 м на отдельных участках профилей 2, 3, 5. В настоящее время особенно в северных регионах России наблюдается процесс деградации ММП, приводящий к нарушениям жилой и промышленной инфраструктуры и другим экологическим опасностям [Джурик, 2019]. В статье сделана попытка оконтурить участки развития многолетней мерзлоты (рис. 11). Карта распределения ММП на территории впадины построена с использованием интерполяции, тем не менее, отражает реальную картину на момент электроразведочных работ в 80-е гг. прошлого столетия. Карта может быть полезна для современных наблюдений за состоянием мерзлоты. Построенное распределение согласуется с геологическими данными об отсутствии мерзлоты в значительной части Парамской котловины, а также о ее максимальном развитии в долине рек Мудирикана (профиль № 3 ВЭЗ 75, 74), долины

р. Конды (профиль 5), а также в Койринских болотах.

По предшествующим геологическим исследованиям отмечается, что кривые ВЭЗ в пунктах 91, 92 профиля 4 у реки Витим, профиля 5 вдоль поймы р. Конда искажены влиянием зон реликтовой мерзлоты [Геология..., 1984а].

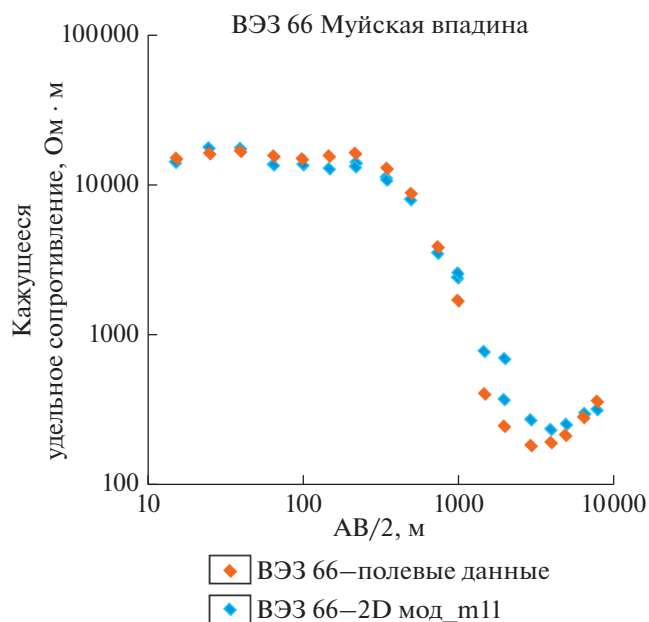


Рис. 7. Кривая ВЭЗ 66. Сравнение результатов 2D-моделирования с полевыми данными (Модель 11). Средняя погрешность 7.9%.

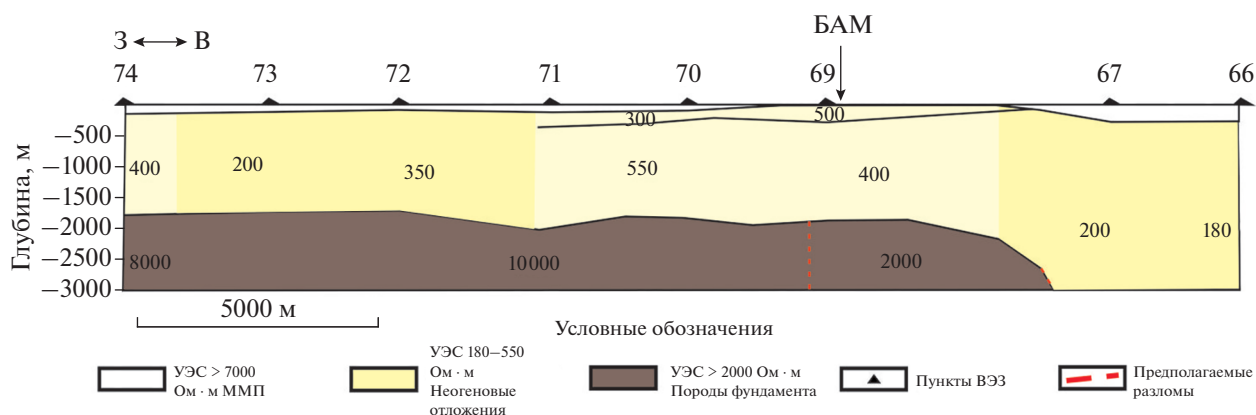


Рис. 8. 2D-модель по профилю 1 (m11).

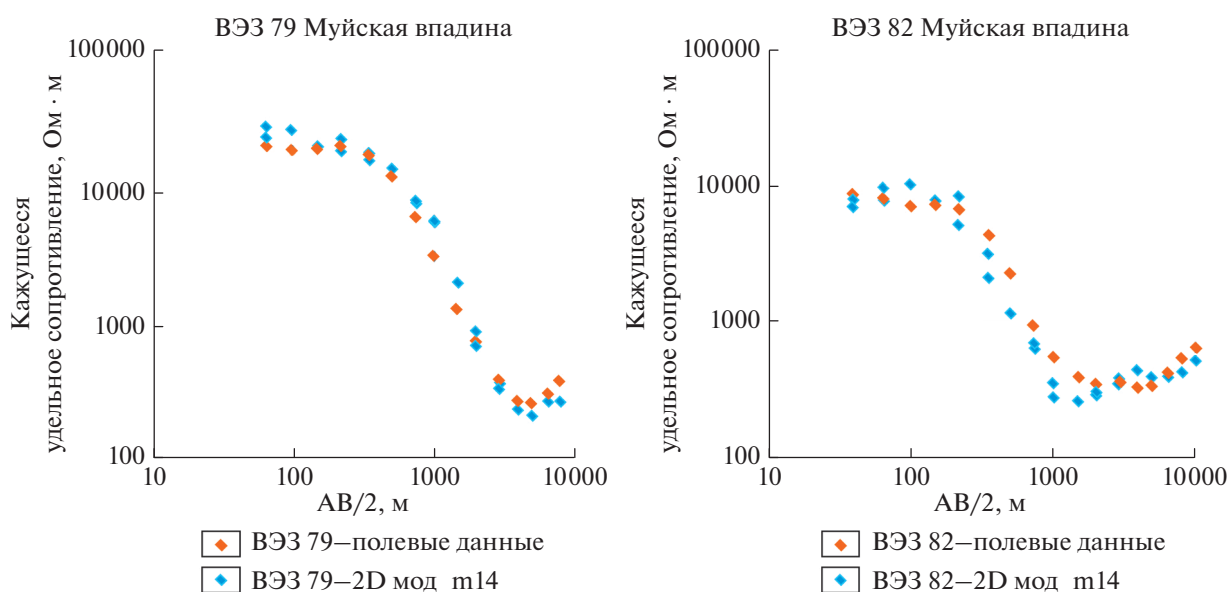


Рис. 9. Кривые ВЭЗ 79, 82. Сравнение результатов 2D-моделирования с полевыми данными. Средняя погрешность для ВЭЗ 79 – 10.24%, для ВЭЗ 82 – 13.3%.

Осадочный чехол и фундамент Муйской впадины имеет ярко выраженное блоковое строение (рис. 12). Совместный анализ мощности осадочного заполнения впадины по представленным разрезам и карте глубин до фундамента позволяет сделать вывод, что нельзя говорить о какой-либо средней глубине до кровли коренных пород во впадине. Для каждого из локальных бассейнов, образующих Муйскую депрессию, имеется свой диапазон глубин, причем они существенно меняются при переходе от одного блока к другому в каждом из бассейнов. Наибольшая мощность осадочного заполнения выявлена в северо-западной части Муйско-Куандинской впадины, где присутствует блок с мощностью осадков более 3500 м. Эта же часть впадины характеризуется чередованием блоков разной ширины, которые граничат между собой по разломам со значительным сдвигом по сместителю. Эти сдвиги достигают

1000 м и более, например, на разрезах по профилю 2 (ВЭЗ 66, 65), профилю 3 (ВЭЗ 83, 82), а также по профилю 4 (ВЭЗ 52, 51; ВЭЗ 93, 48).

На участках, где не получены глубины до фундамента сдвиги по сместителям могут быть еще больше (профили 2, 3). Глубины до фундамента, превышающие 2000 м, получены в восточной части Муйско-Куандинского бассейна, где трасса БАМ пересекает участок профиля 5. На этом участке ширина чередующихся разломных блоков составляет всего 2000–2500 м с присутствием в верхней части ММП. Можно отметить, что восточную и западную части этого бассейна разделяет приподнятый блок с мощностью осадков ~1000–1200 м.

Парамская котловина, северная часть локальной Улан-Макитской впадины характеризуются мощностью осадков в 1600–2000 м. Учитывая большое расстояние между пунктами ВЭЗ, для ряда разломных структур можно уверенно опре-

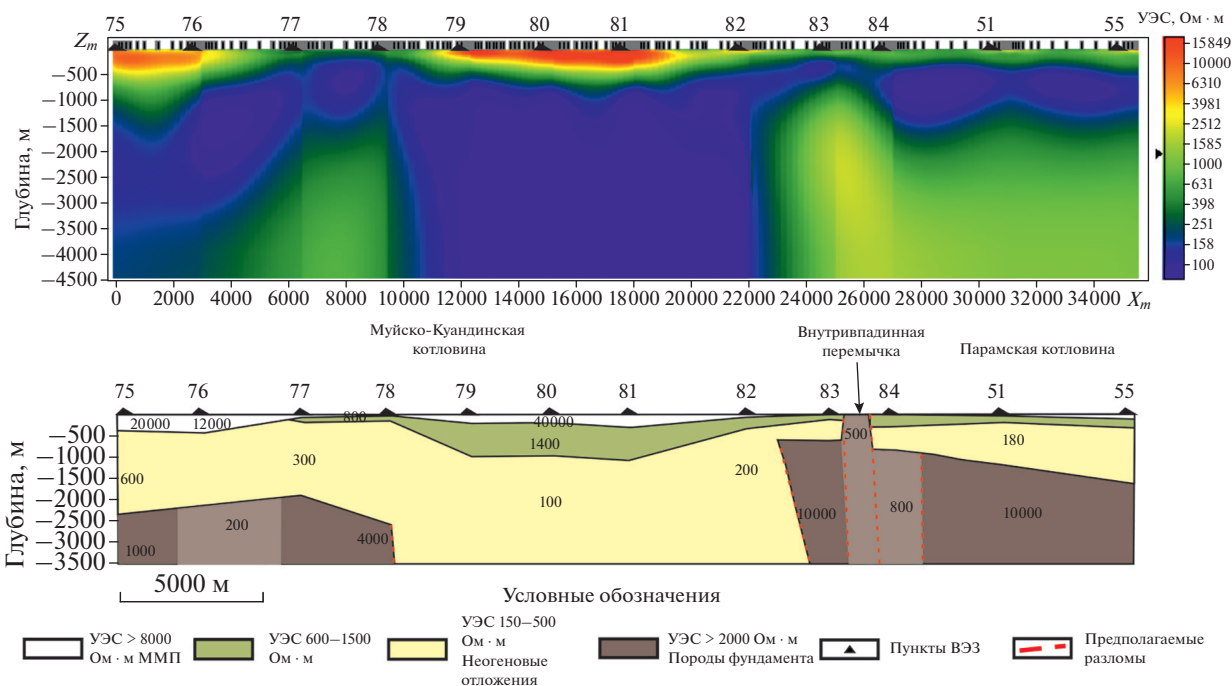


Рис. 10. Геоэлектрический разрез 1D- и результат двумерной инверсии модельных данных.

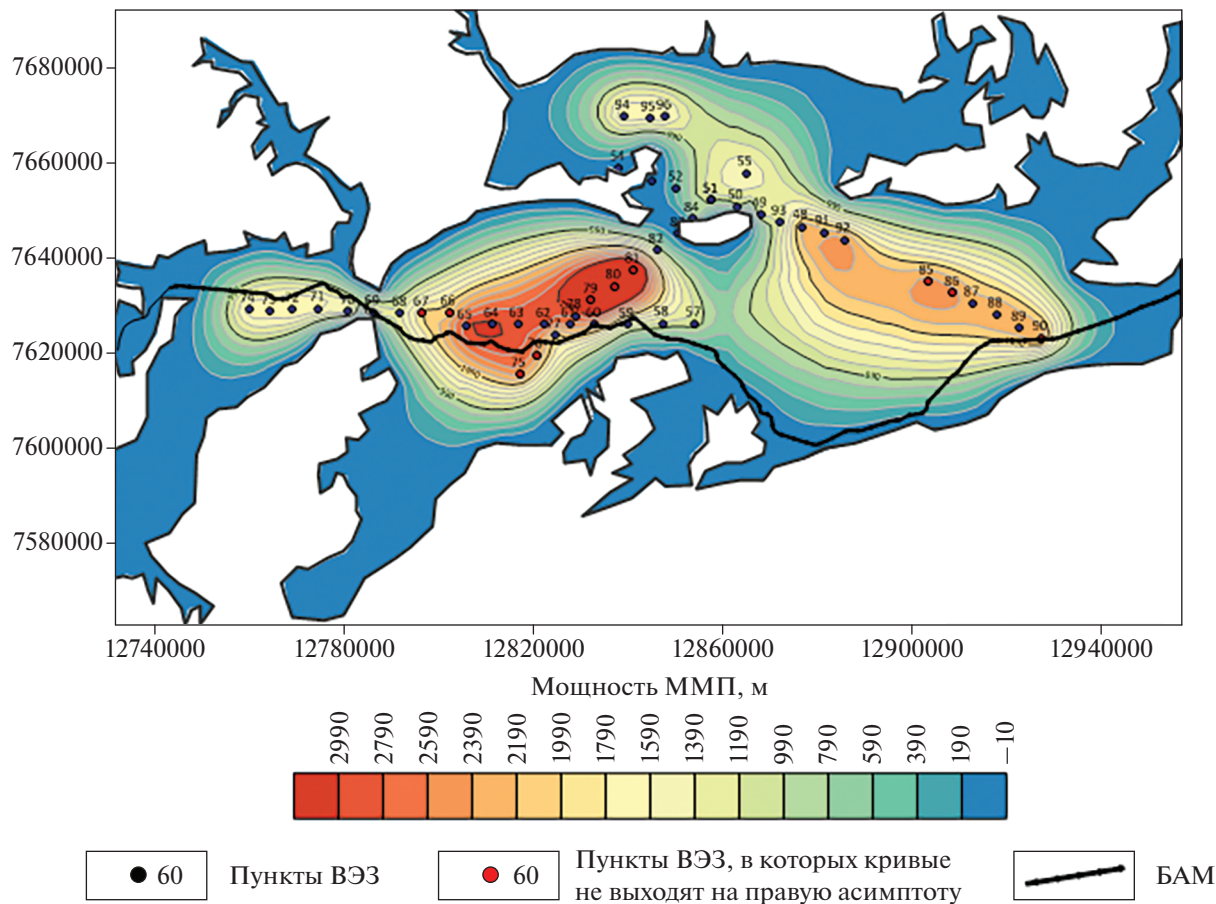


Рис. 11. Карта распределения многолетнемерзлых пород.

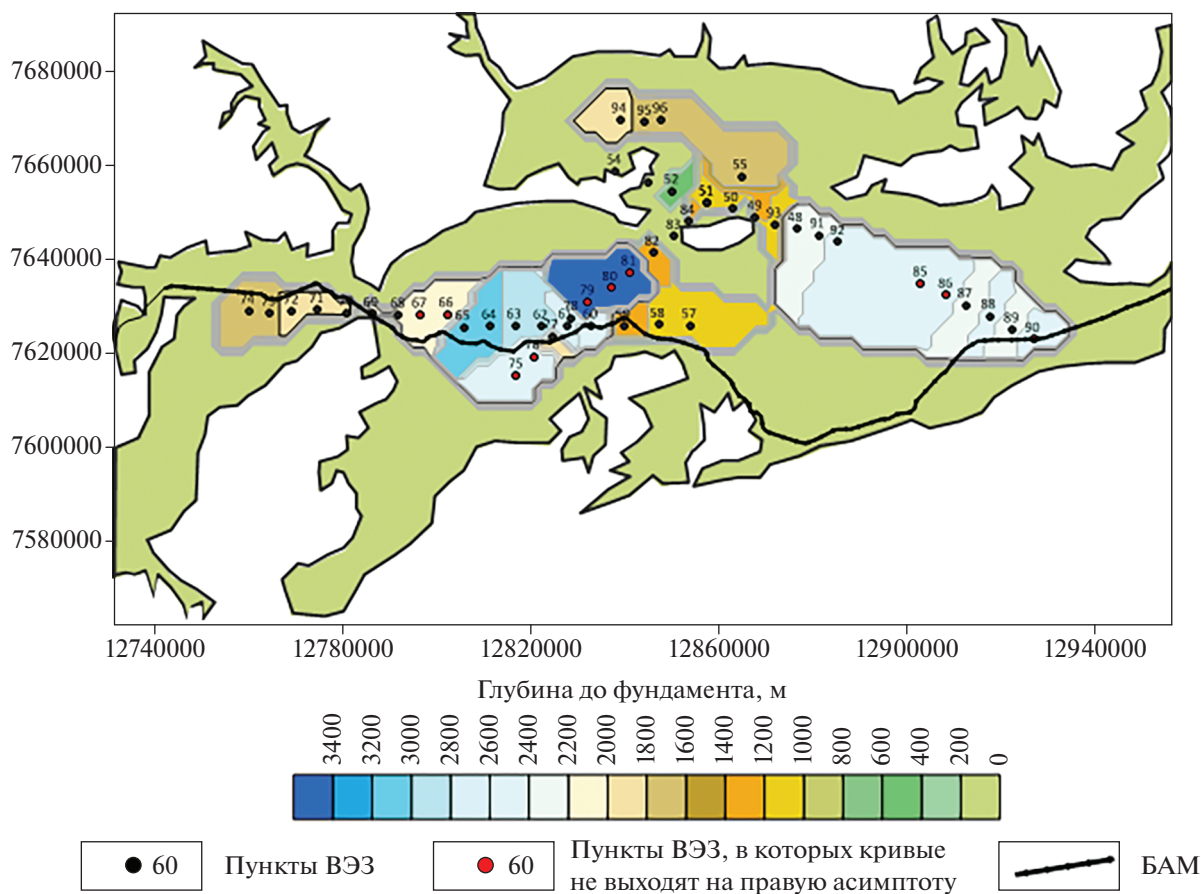


Рис. 12. Карта глубин до кровли фундамента.

делять только сдвиги по сместителям, а геоэлектрические характеристики непосредственно разломной зоны определить сложно. Хорошо выделяются блоки с пониженными значениями УЭС, скорее всего, их следует отнести к трещиноватым ослабленным зонам. Например, на рис. 8 приведен разрез по профилю 1 с учетом результатов 2D-моделирования. На этом разрезе наблюдается ступенчатое погружение в восточном направлении по разломным нарушениям серии блоков с пониженными значениями УЭС.

Можно охарактеризовать интервалы профилей, по которым проходит железнодорожная магистраль. Для участка трассы БАМ в районе профиля 1 (ВЭЗ 69, 68) значения УЭС опорного горизонта понижаются до 2000 Ом·м, по сравнению с западными блоками, что может быть связано с повышенной трещиноватостью геологической среды, присутствием дизъюнктивов. Если рассмотреть аналогичные участки пересечения трассой БАМ профиля 2 (ВЭЗ 59, 60) и профиля 3 (ВЭЗ 76, 77), на них геоэлектрические параметры также резко меняются, в частности УЭС фундамента падает до 600–400 Ом·м, что свидетельствует о присутствии повышенной трещиноватости. Кроме того, на профиле 2 в районе трассы

БАМ мощность ММП составляет 200 м (ВЭЗ 59, а на профиле 3 выделяется зона ММП достигающая 400 м (ВЭЗ 76, 77). Восточный участок магистрали также проходит по мерзлым породам (ВЭЗ 89, 90 профиля 5), рис. 11. Геоэлектрический разрез по профилю 5 в восточной части характеризуется раздробленным фундаментом, на карте глубин до поверхности фундамента наблюдается чередование мелких блоков, разделенных разломами (рис. 12).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для статьи привлечены уникальные данные ВЭЗ с максимальными разносами генераторной линии АВ/2 до 10 км. Следует отметить, что качество архивных материалов высокое, так как исполнители скрупулезно следовали инструкциям и регламенту полевых работ методами электро-разведки. Погрешности измерений по повторным зондированиям не превышали 5%. Полагаем, что в настоящее время такие работы невозможны по целому ряду причин. В первую очередь, зондирования на постоянном токе с большими разносами очень трудоемки, в ходе съемки следует учитывать топографию, климат северных территорий, сложные условия заземле-

ния. Кроме того, на сегодня имеются развитые технологии нестационарных электромагнитных зондирований, которые можно выполнить с меньшими затратами. Но так как после 80 гг. прошлого столетия геофизических работ на территории Муйской впадины не проводилось, современная интерпретация архивных данных ВЭЗ дает возможность получить наглядные представления о строении впадины, количественные оценки геоэлектрических параметров осадочного заполнения и фундамента. Поставленная цель исследования была достигнута. В результате интерпретации построены геоэлектрические двумерные разрезы по профилям наблюдений, верифицированные численным моделированием, выделены ослабленные блоки фундамента, разделенные разломами, подтверждены предполагаемые по геологическим данным смещения по разломам, достигающие 1000 м. Представлены карты глубин до кровли фундамента и зон развития многолетнемерзлых пород. Разрезы и карты могут быть интересны широкому кругу специалистов-геологов, которые занимаются структурной геологией, геодинамикой, исследованиями многолетнемерзлых отложений. Железнодорожный путь БАМ, обеспечивающий доступ к месторождениям Забайкалья и перевозку грузов на Дальний Восток, частично разгружает Транссибирскую магистраль. В связи с началом модернизации обеих магистралей актуальны сведения о строении Муйской депрессии по территории которой проходит более 150 км Байкало-Амурской магистрали.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследование выполнено при финансовой поддержке проекта ИНГГ СО РАН № 0331-2019-0015.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Геологическая карта СССР масштаба 1 : 200000. Серия Бодайбинская. Лист О-50-XXXI. Объяснительная записка, А.А. Малышев / С.А. Гурулев (ред.). М. 1960.

Геологическая карта СССР масштаба 1 : 200000. Серия Бодайбинская. Лист О-50-XXXII. Объяснительная записка, Е.Е. Зеленский / А.А. Малышев (ред.). М. 1978.

Геологическая карта СССР масштаба 1 : 200000. Серия Бодайбинская. Лист О-50-XXXIII. Объяснительная записка, Ю.В. Алешко, И.В. Стоблина / А.Л. Ставцев (ред.). М. 1978.

Геология и сейсмичность зоны БАМ. Глубинное строение / Н.Н. Пузырев, М.М. Мандельбаум. Новосибирск: Наука. Сибирское отделение. 1984. 172 с.

Геология и сейсмичность зоны БАМ. Кайнозойские отложения и геоморфология. Новосибирск: Наука. Сибирское отделение. 1983. 170 с.

Геология и сейсмичность зоны БАМ. Сейсмогеология и сейсмическое районирование. Новосибирск: Наука. Сибирское отделение. 1985. 190 с.

Геология и сейсмичность зоны БАМ. Неотектоника. Новосибирск: Наука. Сибирское отделение. 1984. 207 с.

Джурик В.И., Брыжак Е.В., Серебренников С.П. К разработке региональной методики прогноза параметров сейсмических воздействий восточного фланга Байкальской сейсмической зоны при деградации мерзлоты // Международный научно-исследовательский журн. 2019. № 11(89). Ч. 1. С. 92–97.

Зорин Ю.А. Новейшая структура и изостазия Байкальской рифтовой зоны и сопредельных территорий. М.: Наука. 1971. 168 с.

Логачев Н.А. История и геодинамика Байкальского рифта // Геология и геофизика. 2003. Т. 44. № 5. С. 391–406.

Лунина О. В., Гладков А.С. Активные разломы и напряженное состояние земной коры северо-восточного фланга Байкальской рифтовой зоны // Геология и геофизика. 2008. Т. 49. № 2. С. 146–160.

Лунина О.В. Разломы плиоцен-четвертичной активизации юга Восточной Сибири и их роль в развитии сейсмически индуцированных геологических процессов. Дисс., докт. геол.-мин. наук. Иркутск: Институт земной коры СО РАН. 2015. 359 с.

Соотношение древней и кайнозойской структур в Байкальской рифтовой зоне. Новосибирск: Наука. Сибирское отделение. 1979. 126 с.

San'kov V., Deverchere J. et al. Geometry and rate of faulting in the North Baikal Rift, Siberia // Tectonics. 2000. V. 19. № 4. P. 707–722.

The Structure of the Muya Basin of the Baikal Rift Based on the Interpretation of the Archival Vertical Electrical Sounding Data

A. M. Sanchaa^{a, *} and N. N. Nevedrova^{a, **}

^aTrofimuk Institute of Petroleum Geology and Geophysics, Siberian Branch, Russian Academy of Sciences, Novosibirsk, Russia

*e-mail: SanchaaAM@ipgg.sbras.ru

**e-mail: NevedrovaNN@ipgg.snras.ru

Results of the interpretation of the archival vertical electrical sounding data obtained in the Muya Basin of the Baikal Rift Zone are presented. Numerical modeling is carried out to verify the results. The zones of the permafrost rocks are identified; the depths to the basin's basement are established.

Keywords: Muya Basin, Baikal Rift Zone, vertical electrical soundings, numerical modeling, Baikal-Amur Mainline

УДК 550.34+550.240

СТРУКТУРА СЕЙСМИЧЕСКОГО ПОЛЯ БАЙКАЛЬСКОЙ РИФТОВОЙ ЗОНЫ

© 2022 г. В. Ф. Писаренко¹, В. В. Ружич², А. А. Скоркина^{1, *}, Е. А. Левина²¹Институт теории прогноза землетрясений и математической геофизики РАН, г. Москва, Россия²Институт земной коры СО РАН, г. Иркутск, Россия

*E-mail: anna@mitp.ru

Поступила в редакцию 15.11.2021 г.

После доработки 06.12.2021 г.

Принята к публикации 21.12.2021 г.

Проведен совместный анализ сейсмического режима Байкальской рифтовой зоны (БРЗ) с использованием современных инструментальных данных (БФ ФИЦ ЕГС РАН, 1963–2021 гг.), а также исторических и палеосейсмологических данных о землетрясениях. С помощью новых, статистических методов исследована структура сейсмического поля БРЗ. Пространственная разрешающая способность составила в областях высокой сейсмичности 100–120 км. Были выявлены пятна сейсмической активности, перемежающиеся с областями относительного сейсмического затишья (сейсмическими брешами). Эти пятна образуют иерархическую структуру. На высшем уровне (масштаб 500–1800 км, время существования 300 лет и больше) в БРЗ наблюдаются 3 главных пятна, определяющих Саянский, Байкальский и Северомуйский субрегионы. Более мелкая структура пятен имеет масштаб 100–500 км, время существования 50–200 лет. Пятна сейсмической активности являются отражением сегментации активных разломов в процессах сеймотектонической эволюции земной коры. Проведено сравнение оценок максимальной региональной магнитуды M_{\max} , полученных по инструментальным данным 1963–2021 гг., а также по сейсмогеологическим сведениям. Показано, что оценки квантилей $Q_q(T)$ максимальных землетрясений в будущем интервале времени T являются более предпочтительными, чем оценки M_{\max} для проблем сейсмического риска.

Ключевые слова: пространственная структура сейсмического поля, пятна сейсмической активности, сейсмические брешы, максимальная региональная магнитуда, квантили максимальных землетрясений в будущем интервале T .

DOI: 10.31857/S000233372203005X

ВВЕДЕНИЕ

Изучению структуры сейсмического поля (интенсивность сейсмического потока, параметры закона повторяемости землетрясения, максимальная возможная региональная магнитуда и др.) в сейсмоактивных регионах в последнее время уделяется большое внимание [Pisarenko et al., 2010; Pisarenko, Rodkin, 2010; 2013; 2015; Lyubushin, Parvez, 2010; Holschneider et al., 2011; Kijko, Singh, 2011; Kijko, 2012; Zoller et al., 2013; Писаренко и др., 2020; Zentner et al., 2020; Pisarenko V.F., Pisarenko D.V., 2021]. В ряде работ предложены новые статистические методы обработки сейсмических данных. К ним относятся работы по оценке интенсивности сейсмического потока в заданном магнитудном диапазоне с помощью метода k -ближайших соседей (k -nearest neighbors method) [Pisarenko V.F., Pisarenko D.V., 2021], статистические методы оценки параметров закона повторяемости землетрясений, основанные на теории экстремальных значений (Extreme Value Theory –

EVT) [Pisarenko, Rodkin, 2010; 2021], методы, учитывающие смещение стандартных оценок параметров усеченного распределения Гутенберга–Рихтера (Truncated Gutenberg–Richter distribution – TGR) [Писаренко, 2021; Pisarenko, Rodkin, 2021; и др.].

Ранее для территории Байкальской рифтовой зоны (БРЗ) была выполнена работа по оценке максимально возможной региональной магнитуды [Ружич и др., 1998]. В настоящей статье мы применим новые методы к каталогу землетрясений региона БРЗ, увеличенного, соответственно, на интервал в 1999–2021 гг., с учетом таких сильных землетрясений, как Култукское (27.08.2008 г., $M = 6.3$) и Хубсугульское (12.01.2021 г., $M = 6.8$). Будет оценена интенсивность сейсмического потока, максимально возможная региональная магнитуда M_{\max} , параметры закона повторяемости землетрясений. Кроме того, мы представим подробные статистические характеристики недавно введенного в сейсмологическую практику пара-

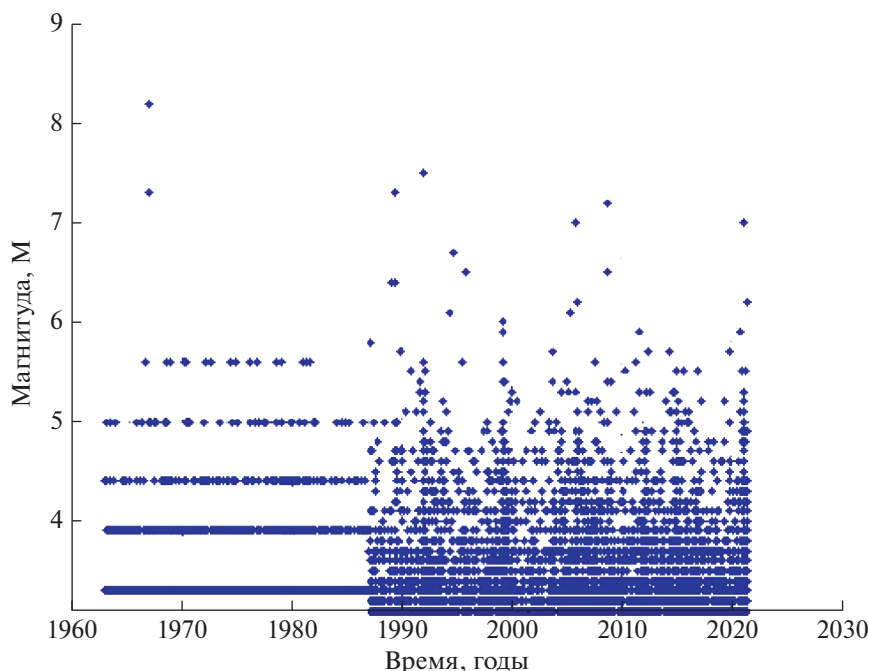


Рис. 1. График магнитуда–время для каталога БРЗ 1963–2021 гг.

метра – квантиля $Q_q(T)$ максимального землетрясения в будущем интервале времени T , имеющего уровень q (см. [Pisarenko et al., 2010; Pisarenko, Rodkin, 2013; 2015]). Этот параметр является более устойчивым и стабильным по сравнению с M_{\max} и более подробно и адекватно характеризует сейсмический режим в диапазоне самых больших магнитуд.

ИСХОДНЫЕ ДАННЫЕ

Мы использовали каталог магнитуд M Байкальского филиала Единой геофизической службы РАН (БФ ФИЦ ЕГС РАН, seis-bykl.ru) за период 1963–2021 гг.; $48.0 \leq \text{широта} \leq 58.93$; $96.0 \leq \text{долгота} \leq 122.0$; $2.6 \leq M \leq 8.2$ (моментная магнитуда получена пересчетом из энергетических классов по формулам

$$K = 4 + 1.8M, \text{ для } K \leq 14.0;$$

$$K = 8 + 1.1M, \text{ для } K > 14.0,$$

указанным на сайте БФ ФИЦ ЕГС РАН (раздел “Сила землетрясений”).

Стоит отметить, что использование переводных формул на больших магнитудах с точки зрения некоторых сейсмологов не является вполне корректной процедурой, однако авторы пошли на это с целью сохранения однородности получения магнитуд внутри исследуемого каталога.

График распределения магнитуд событий во времени показан на рис. 1. Мы видим, что каталог

изменил детальность регистрации магнитуд в 1987 г., с этого года магнитуда начинает регистрироваться с точностью 0.1. В качестве представительного порога регистрации выбрали нижний порог 3.1.

Одним из методов анализа каталогов является расчет интенсивности сейсмического потока. Интенсивность сейсмического потока $\lambda(t, x, y, z)$, понимаемого как маркированный, точечный процесс [Vere-Jones, 1995] – это среднее значение числа землетрясений в дифференциальной окрестности точки (t, x, y, z) , отнесенное к объему этой окрестности $dt \times dx \times dy \times dz$. Интенсивность сейсмического потока в регионе и в данном интервале времени равна интегралу от $\lambda(t, x, y, z)$ по объему региона на время. Рассмотрение параметра интенсивности сейсмического потока выявило следующие особенности исследуемого каталога для района БРЗ.

На рис. 2 показаны интенсивности сейсмического потока в плавающем временном окне для нескольких диапазонов магнитуд с различными нижними границами. Был исследован интервал времени 1987–2021 гг., поскольку на нем использовалась дискретизация магнитуд 0.1 (до этого была более грубая дискретизация). Длина плавающего временного окна ΔT составляла 3 года. Приводим нижние границы магнитуд, соответствующие средние интенсивности в единицах 1/год и количества землетрясений:

$$M \geq 3.2; \text{Int} = 132.13 \text{ (1/год)}; n = 6610;$$

$$M \geq 3.5; \text{Int} = 85.18 \text{ (1/год)}; n = 2927;$$

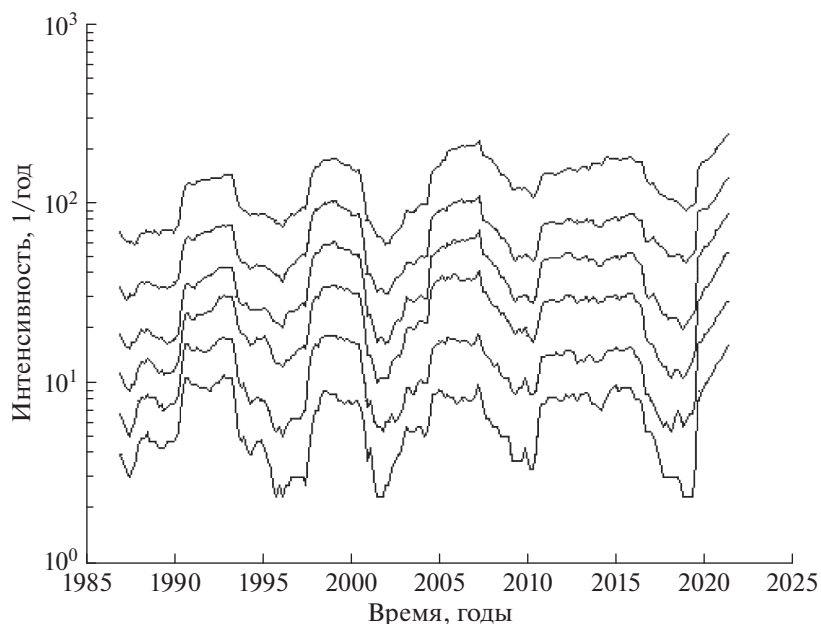


Рис. 2. Интенсивности сейсмического потока в нескольких диапазонах с различными нижними границами h . Снизу вверх: $h = 3.2; 3.5; 3.8; 4.1; 4.4; 4.7$. Интервал времени 1987–2021 гг.; интервал усредняющего, плавающего временного окна ΔT равен 3 годам.

$M \geq 3.8$; Int = 57.64 (1/год); $n = 1983$;

$M \geq 4.1$; Int = 29.74 (1/год); $n = 1023$;

$M \geq 4.4$; Int = 17.99 (1/год); $n = 619$;

$M \geq 4.7$; Int = 8.57 (1/год); $n = 295$.

На рис. 2 ясно видны колебания интенсивности удивительно четко повторяющиеся во всех рассмотренных диапазонах магнитуд. Коэффициент корреляции между различными кривыми на рис. 2 достигает значений 0.83–0.87. Весьма четкое повторение зависимости колебаний от времени в разных диапазонах говорит о том, что графики закона повторяемости в движущемся трехлетнем временном окне для разных магнитудных диапазонов с большой точностью повторяют друг друга, меняя лишь свой средний уровень (текущую среднюю интенсивность). Иными словами, землетрясения разных магнитуд в одном временном окне действуют как бы согласованно. Повышение/понижение интенсивности в одном из диапазонов повторяется в других диапазонах. Как показывают аналогичные графики по другим регионам, форма этих вариаций может быть различной. На нашем графике она довольно близка к синусоидальной, но в других случаях она имеет нерегулярную форму, т.к. вызвана, по всей вероятности, случайными отклонениями интенсивности от своего среднего значения в текущем временном окне. Показанная на рис. 2 синхронность случайных отклонений интенсивности в разных магнитудных диапазонах свидетельствует о том, что закон Гутенберга–Рихтера как бы стре-

мится сохранять свою форму (наклон графика повторяемости в логарифмическом масштабе) даже на протяжении весьма коротких временных интервалов. Напомним, что интервал усредняющего, плавающего временного окна ΔT равен 3 годам. Выражаясь несколько вольным языком, можно сказать так: “не может быть сильных толчков без соответствующего им по Гутенбергу–Рихтеру количества слабых толчков, и наоборот”. Это свойство дает возможность использовать данные по слабым толчкам для статистической оценки интенсивности сильных толчков. А слабых толчков гораздо больше и оценка интенсивности по ним надежней. Как отмечалось в работе [Садовский и др., 1987], слабые землетрясения – необходимое звено сейсмического режима, и даваемая ими информация о сейсмическом режиме по своей значимости намного выше их доли в энергии режима.

На рис. 3 приведена гистограмма каталога с ячейкой $\Delta M = 0.1$ магнитуды (нижний график, красный цвет).

Видно, что на исходной гистограмме имеются пики. Они возникли из-за того, что, как видно из рис. 1, до 1987 г. дискретизация магнитуд имела шаг 0.5 или 0.6. Но аналогичные пики, хотя и меньшей величины, остаются и после 1987 г. Они обусловлены известным “эффектом предпочтения целочисленных значений”, при регистрации энергии землетрясений в виде классов K . Эти факторы, конечно, носят искусственный характер и не отражают никаких природных законо-

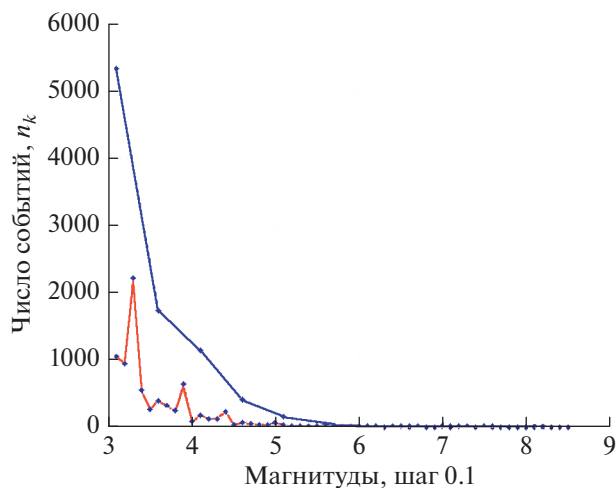


Рис. 3. Гистограмма каталога БРЗ (нижний график, красный цвет) с ячейкой $\Delta M = 0.1$ магнитуды; общее число событий $n = 7649$; укрупненная гистограмма (верхний график, синий цвет) с границами ячеек: [3.05; 3.55; 4.15; 4.65; 5.25; 5.75; ∞]. Точками отмечены середины ячеек, n_k – число наблюдений в ячейке.

мерностей. Для их устранения мы укрупнили ячейки. После ряда численных прикидок были выбраны следующие границы укрупненных интервалов:

$$[3.05; 3.55; 4.15; 4.65; 5.25; 5.75; \infty]. \quad (1)$$

Таким образом, мы получили 6 укрупненных ячеек, со статистикой которых мы проводили дальнейший анализ. На этих укрупненных ячейках факторы, вызвавшие образование пиков гистограммы на рис. 3, были практически сведены к нулю (см. рис. 3). Применяемые методы статистической обработки каталогов рассчитаны на использование потока главных толчков, без афтершоков. Поэтому мы провели декластеризацию каталога с использованием метода, описанного в работе [Писаренко, Родкин, 2019]. После удаления афтершоков осталось 4779 главных толчков с магнитудами $M \geq 3.1$, 1963–2021 гг. По 6 укрупненным ячейкам (1) эти толчки распределились следующим образом:

$$[3008; 1174; 383; 145; 50; 19]. \quad (2)$$

Мы будем подгонять к этой выборке основанное на EVT обобщенное распределение Парето (Generalized Pareto Distribution – GPD), дискретный вариант (см. [Pisarenko et al., 2010]).

ОЦЕНИВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ GPD

Функция распределения GPD имеет вид:

$$F(x|s, \xi) = 1 - \left(1 - \frac{\xi}{s}(x - h)\right)^{\frac{1}{\xi}}, \quad (3)$$

где: s – масштабный параметр; ξ – параметр формы; h – нижний порог распределения (предполагается известным). Максимальное значение распределения равно: $M_{\max} = h - \frac{s}{\xi}$. Если обозначить границы ячеек дискретизации $[a_1, a_2, \dots, a_{r+1}]$, то вероятности попадания в ячейки p_k равны:

$$p_k(s, \xi) = F(a_{k+1}|s, \xi) - F(a_k|s, \xi); \quad (4)$$

$$a_1 = h; \quad a_{r+1} = M_{\max}; \quad k = 1, \dots, r.$$

В качестве критерия согласия мы возьмем χ^2 -критерий, основанный на принципах теории информации (см. [Kullback, 1958]):

$$D = 2 \sum_{k=1}^r n_k \lg \left(\frac{n_k}{np_k} \right), \quad (5)$$

где n_k – число попаданий в k -ую ячейку; $n = n_1 + \dots + n_r$. Сумма D минимизируется по параметрам (s, ξ) , и этот минимум при условии справедливости распределения GPD (3) имеет χ^2 -распределение с $(r - 3)$ степенями свободы, в нашем случае $r = 6$. Величина D характеризует отклонение данной выборки от ее наилучшего приближения (по критериям теории информации) с помощью распределения GPD (3). Если функцию распределения D обозначить $\chi^2(x, r - 3)$, то в качестве показателя качества подгонки можно использовать величину $(1 - \chi^2(D, r - 3))$, называемую доверительным уровнем (*pv-value*). Чем ближе *pv-value* к единице, тем лучше подгонка; если *pv-value* очень мало, то гипотеза справедливости GPD для данной выборки отвергается, обычно этот порог выбирают равным 0.1.

В нашем случае для укрупненных ячеек $r = 6$ и для того, чтобы $\chi^2(D, r - 3)$ -распределение было

Таблица 1. Оценки параметра M_{\max}

Субрегион	Наблюденный максимум магнитуд 1963–2021 гг., μ_n	Оценка \bar{M} (17)	Оценка M_{\max} по палеосейсмологическим данным	Оценка M_{\max} [Ружич и др., 1998]
Саяны	7.5	8.3	8.0–8.2	8.39 ± 0.64
Байкал	7.2	7.9	7.4–7.7	7.82 ± 0.90
Северомуйский	7.3	7.8	7.6–8.2	8.41 ± 0.53

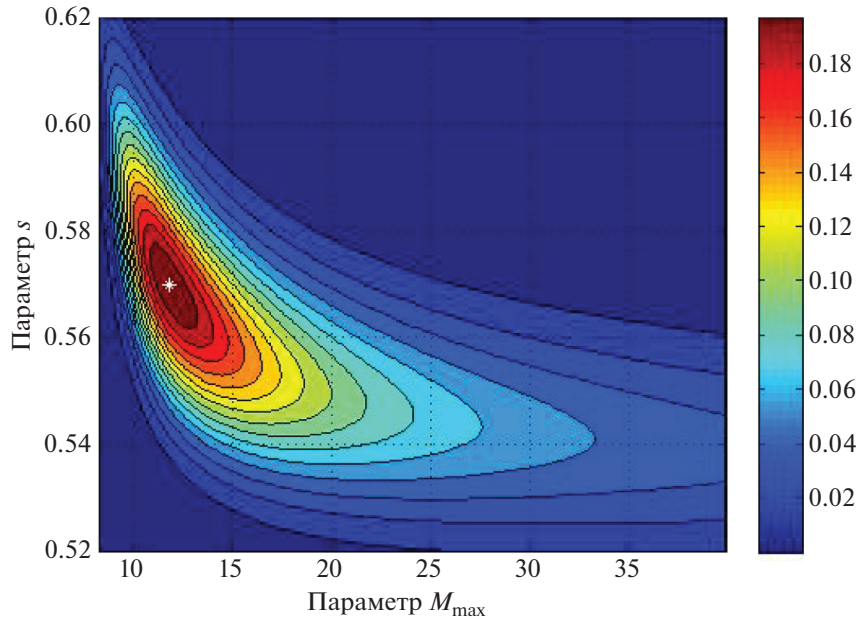


Рис. 4. Линии уровня pv -value; $h = 3.55$. Белой звездочкой показана точка максимума: $s = 0.570$; $\xi = -0.0692$; ($M_{\max} = 11.82$).

невырожденным, мы можем использовать только 3 варианта для нижнего порога h . Ниже они указаны вместе с соответствующими pv -values:

$h = 3.05$; $n = 4779$; pv -value = 0.0018;

$h = 3.55$; $n = 1771$; pv -value = 0.22;

$h = 4.15$; $n = 597$; pv -value = 0.095.

Мы видим, что приемлемым оказался только второй вариант, который мы и берем. Для этого варианта значения параметров (s, ξ) , дающие максимум pv -value, равны:

$$s = 0.570, \quad \xi = -0.0692.$$

Эти оценки практически совпадают с оценками максимального правдоподобия L :

$$L = \prod_{k=1}^r p_k^{n_k}; \quad \text{Lg}(L) = \sum_{k=1}^r n_k \text{lg}(p_k). \quad (6)$$

Линии уровня pv -value для варианта $h = 3.55$ показаны на рис. 4.

Оценки максимального правдоподобия $(\hat{s}, \hat{\xi})$ получаются как аргументы максимума выражения (6), в котором вероятности $p_k = p_k(s, \xi)$ зависят от параметров (s, ξ) в соответствии с (6). В результате для оценок максимального правдоподобия получаем:

$$\hat{s} = 0.570; \quad \hat{\xi} = -0.0692. \quad (7)$$

Линии уровня функции правдоподобия в координатах (ξ, s) показаны на рис. 5.

Разброс оценок мы будем оценивать с помощью метода, описанного в работе [Писаренко

и др., 2021]. Сформируем каталог магнитуд, имеющих распределение GPD с параметрами $(\hat{s}, \hat{\xi})$. Для этого оценки $(\hat{s}, \hat{\xi})$ подставим в функцию распределения GPD (3). Случайное, выборочное значение магнитуды M получается как решение уравнения:

$$F(m|\hat{s}, \hat{\xi}) = r, \quad (8)$$

где r — стандартная случайная величина, равномерно распределенная на интервале $[0; 1]$. Таким способом можно формировать искусственные каталоги магнитуд, имеющих распределение GPD с заданными параметрами. Если брать большое число (например, 10000) искусственных каталогов нужного объема, то выборочные значения любых статистик с большой точностью совпадают с теоретическими средними значениями. Используя 10000 искусственных каталогов с параметрами, равными оценкам максимального правдоподобия, мы получили следующие значения стандартного отклонения:

$$\text{Std}(\hat{s}) = 0.0227; \quad \text{Std}(\hat{\xi}) = 0.0397.$$

Std оценки $\hat{\xi}$ составляет 1.74 от абсолютного значения самого параметра. Отсюда следует, что вероятность того, что истинное значение этого параметра окажется сколь угодно близким к нулю, существенна и ею нельзя пренебречь. Поэтому

параметр $M_{\max} = h - \frac{s}{\xi}$ может принимать очень большие значения с вероятностью, которой нельзя пренебречь. Вычислительный экспери-

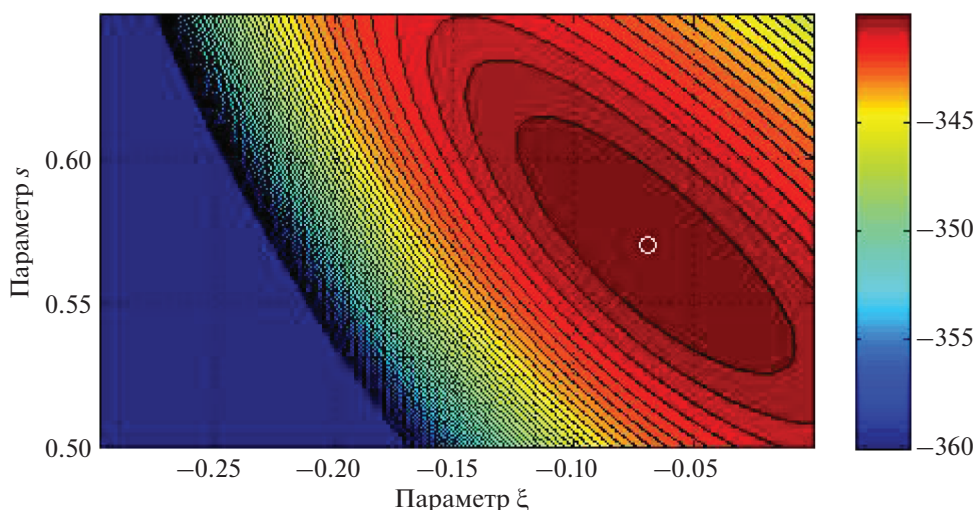


Рис. 5. Линии уровня правдоподобия $Lg(L)$ (6); белым кружком показана точка максимума: $s = 0.570$; $\xi = -0.0692$; ($M_{\max} = 11.82$).

мент с искусственными каталогами подтверждает этот вывод. Из 10000 каталогов с параметрами $s = 0.570$; $\xi = -0.0692$, 9% выборочных максимумов превосходят 20 и 0.66% превосходят 10^7 . Поэтому измерять разброс оценок параметра M_{\max} с помощью Std некорректно. Для этого мы предлагаем использовать порядковые статистики. В качестве аналога стандартного отклонения мы предлагаем показатель p :

$$p = \frac{Q(0.84) - Q(0.16)}{2}, \quad (9)$$

где $Q(q)$ – квантиль уровня q изучаемой случайной величины. Показатель p существует для всех случайных величин, в отличие от Std; для Гауссовской случайной величины p совпадает с Std. По выборке из 10000 искусственных каталогов с параметрами $s = 0.570$; $\xi = -0.0692$ мы получили для параметров показатели:

$$p(\hat{s}) = 0.0225; \quad p(\hat{\xi}) = 0.0355; \quad p(\hat{M}_{\max}) = 3.39. \quad (10)$$

Мы видим, что для параметра s показатель p близок к стандартному отклонению и мал по сравнению со средним значением 0.571. Это значит, что параметр оценивается надежно и достаточно точно. Для параметра ξ показатель p также довольно близок к стандартному отклонению, но он уже сравним по модулю со средним значением -0.0692 . Поэтому возможны значения оценок этого параметра очень близкие к нулю, что влечет за собой очень большие значения оценок параметра

$M_{\max} = h - \frac{s}{\xi}$. Для параметра M_{\max} показатель p составляет примерно 0.3 от среднего значения 11.82, что говорит о большой неопределенности и неточности оценки (обычно оценку считают надеж-

ной, если p не превосходит 0.1 от абсолютной величины среднего значения, т.е. коэффициент вариации $\frac{\text{Std}}{|\text{mean}|}$ не превосходит 0.1).

ОЦЕНКА ИНТЕНСИВНОСТИ λ МЕТОДОМ K -БЛИЖАЙШИХ СОСЕДЕЙ

В работе [Pisarenko V.F., Pisarenko D.V., 2021] изложен эффективный метод статистической оценки интенсивности потока сейсмических событий. Предполагается, что поток стационарен по времени, а его интенсивность $\lambda(x, y)$ является функцией от координат точки наблюдения (x, y) . Метод позволяет по каталогу землетрясений данного региона строить на произвольно заданной сетке $(X \times Y)$ оценки интенсивности $\lambda(x, y)$ и оценивать разброс этих оценок. На рис. 6 приведены изолинии оценок поля десятичного логарифма интенсивности $\lg(\lambda(x, y))$ на сетке $20 \text{ км} \times 20 \text{ км}$ указанным методом для нижнего порога регистрации $h = 3.1$, $n = 4360$, 1963–2021 гг. Число ближайших соседей выбиралось равным 30.

Интенсивность $\lambda(x, y)$ вычислялась в единицах $\frac{1}{\text{год} \cdot \text{км}^2}$. Точка максимальной интенсивности отмечена на рис. 4 белым кружком, широта = 56.18, долгота = 113.94, значение интенсивности $\lambda = 6.907 \times 10^{-4}$. Из этого рисунка видно, что сейсмичность БРЗ сконцентрирована в относительно узкой полосе 150–300 км, охватывающей Байкал и простирающейся от Саян до Якутии. На рис. 7а и 7б показаны контуры изолинии интенсивности $\max(\lambda(x, y))/10$. Иными словами, эта линия отделяет районы повышенной интенсивности от районов с интенсивностью в 10 раз

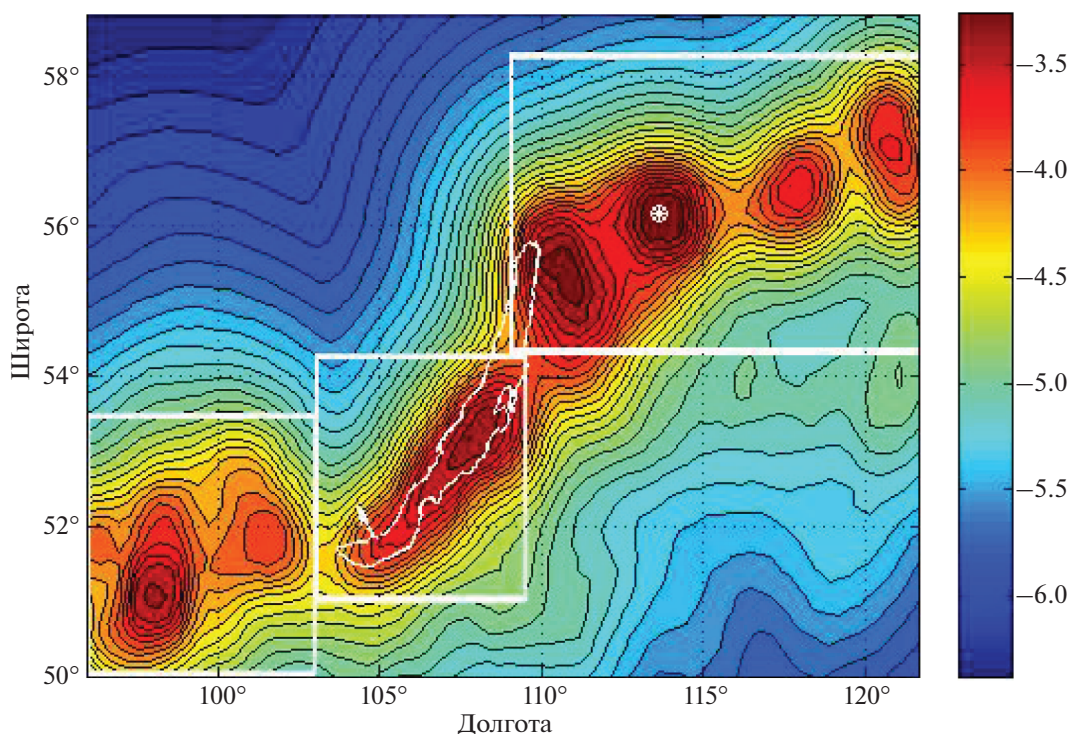


Рис. 6. Логарифм интенсивности $\lg(\lambda(x, y))$, 1963–2021 гг. Нижний порог $h = 3.1$, $n = 4360$. Белая точка – максимальное значение $\lg(\lambda(x_m, y_m)) = -3.16 \frac{10^{-4}}{\text{год-км}^2}$.

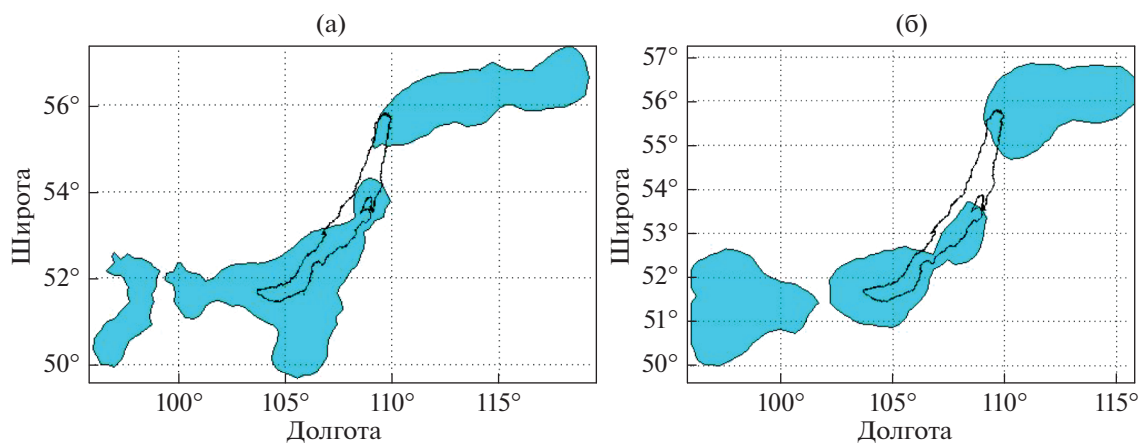


Рис. 7. Изолинии интенсивности $\max(\lambda(x, y))/10$; $M \geq 5.6$; (а) – 1725–2021 гг., $n = 138$; (б) – 1963–2021 гг., $n = 45$.

меньше максимальной. Рис. 7а относится к интервалу времени 1725–2021 гг. Для этого интервала использовался исторический каталог землетрясений БРЗ 1725–1962 гг. [Кондорская, Шебалин, 1977], который сочленялся с упомянутым выше каталогом (БФ ФИЦ ЕГС РАН, г. Иркутск) за период 1963–2021 г. При нижнем пороге $M = 5.6$ оказалось 138 событий (1725–2021 гг.).

На рис. 7б использовался только каталог БФ ФИЦ ЕГС РАН. При нижнем пороге $M = 5.6$ оказалось 45 событий (1963–2021 гг.). Выбор нижнего порога магнитуд $M = 5.6$ обусловлен тем, что для более низких порогов исторический каталог становится непредставительным в области магнитуд $M < 5.6$. Из рис. 7а, 7б видно, что сейсмическая активность, характеризуемая повышенными

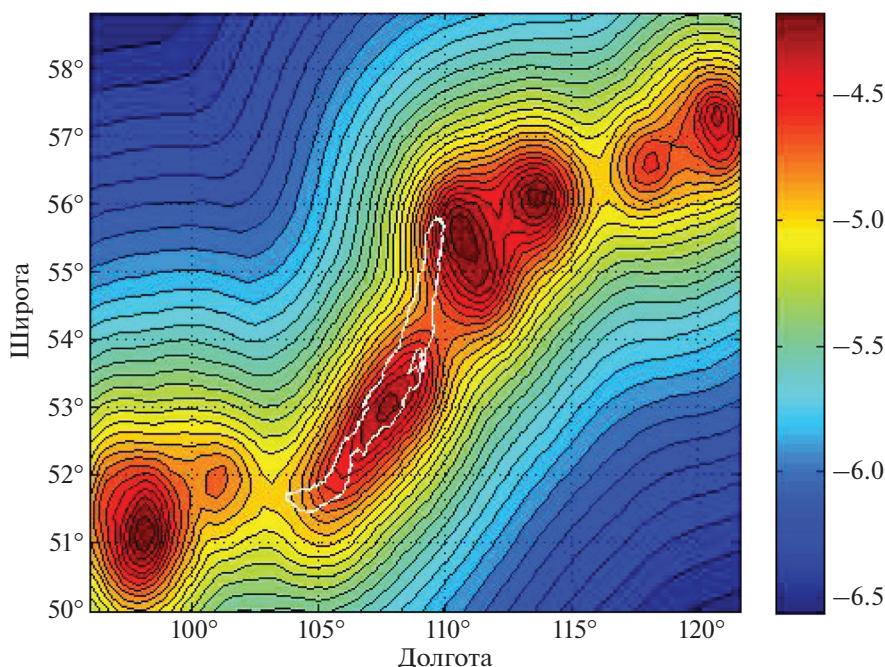


Рис. 8. Логарифм интенсивности $\lg(\lambda(x, y))$. Нижний порог $h = 4.0$, $n = 747$. Долгота, град.

значениями интенсивности $\lambda(x, y)$, сосредоточена в трех пятнах, особенно отчетливо видных на рис. 7б. Как мы видим, структура пятен в основном сохраняется. Это позволяет говорить о том, что структура поля сейсмической активности БРЗ на высшем уровне (весь регион, состоящий из 3-х основных пятен масштаба 500–3000 км) может сохраняться на интервалах времени порядка 300 лет. Эти факты, а также геолого-тектонические рассуждения, изложенные ниже в разделе “СЕЙСМОГЕОЛОГИЧЕСКИЕ КРИТЕРИИ ВЫДЕЛЕНИЯ СЕЙСМИЧЕСКИХ СУБРЕГИОНОВ В БРЗ” дают нам основания выделить 3 сейсмоактивных субрегиона в БРЗ:

Саяны: широта 50° – 53.5° ; долгота 96° – 103° ;

Байкал: широта 51° – 54.3° ; долгота 103° – 109.5° ;

Северомуйский: широта 54.3° – 58.3° ; долгота 109° – 122° .

Эти субрегионы выделены на рис. 6 белыми прямоугольниками.

Для сравнения пятен интенсивности в разных магнитудных диапазонах приведем на рис. 8 график изолиний для другого порога магнитуд $h = 4.0$, 1963–2021 гг., $n = 673$. Несмотря на то, что число событий для этого порога уменьшилось в 8.3 раза, основные очертания линий уровня сохранились. Это показывает устойчивость выбранного метода k -ближайших соседей при оценивании интенсивности и определенную стабильность выделенных пятен повышенной сейсмической интенсивности.

Проиллюстрируем устойчивость по времени выделенных на рис. 6–рис. 8 структур сейсмической активности. Для этого разделим на 2 равные части каталог землетрясений, представленный на рис. 6. Первая часть: 06.01.1963–22.10.1996 гг., $n = 2180$; вторая часть: 23.10.1996–28.05.2021 гг., $n = 2180$. Изолинии интенсивности для этих частей показаны на рис. 9. Мы видим, что основные структуры поля сейсмической интенсивности (“пятна” повышенной сейсмической активности) устойчиво сохраняются, хотя землетрясения взяты из двух, не перекрывающихся интервалов времени.

Из рис. 9 видно, что несмотря на то, что землетрясения (основные толчки) принадлежат к непересекающимся интервалам времени, структуры пятен сейсмической активности удивительным образом схожи по своей конфигурации. Это говорит об определенной устойчивости сейсмического режима и об эффективности метода, примененного для их пространственного анализа. Можно говорить о том, что на нижнем уровне иерархии (субрегионы, масштаб 100–500 км) пятна высокой сейсмической активности сохраняют в основном свою структуру на интервалах времени порядка 50 лет и, возможно, больше.

Проиллюстрируем пространственную разрешающую способность метода k -ближайших соседей. Для этого построим карту изолиний радиусов R кругов, в которых для данной точки, совпадающей с центром круга, происходит осреднение интенсивности $\lambda(x, y)$. Эти радиусы подбираются

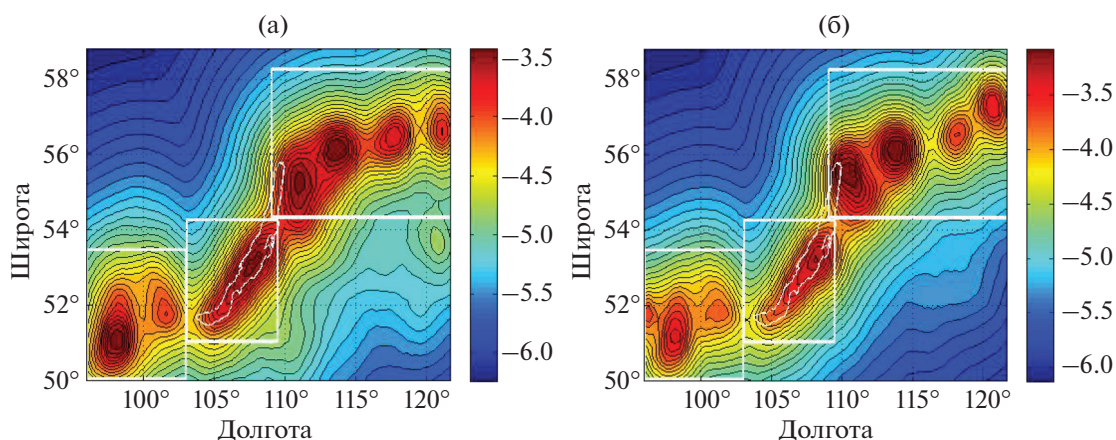


Рис. 9. Логарифм интенсивности $\lg(\lambda(x, y))$: (а) – 1963–1996 гг., $n = 2180$; (б) – 1996–2021 гг., $n = 2180$. Нижний порог $h = 3.1$.

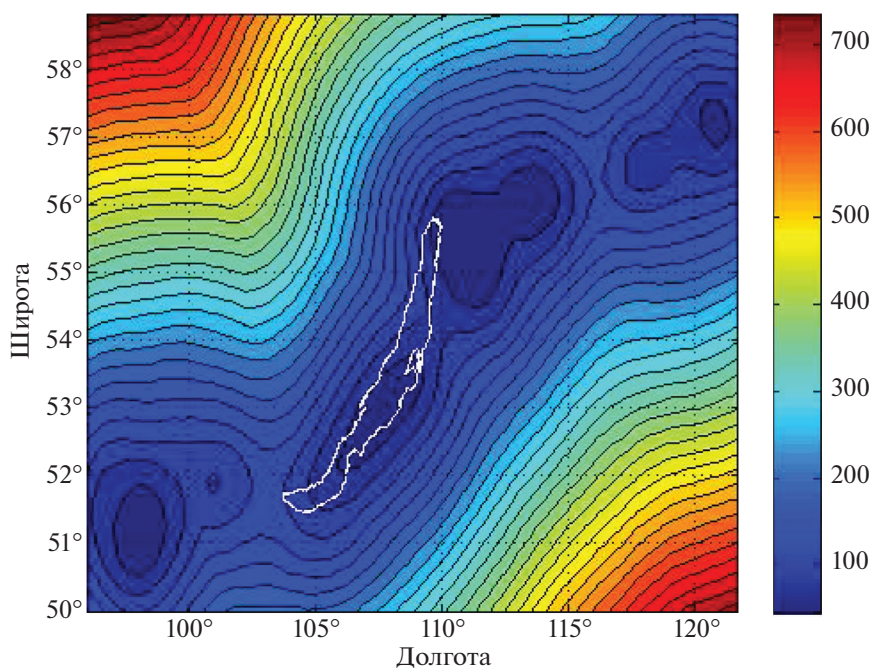


Рис. 10. $R(x, y)$ – радиус круга осреднения интенсивности, км. Нижний порог $h = 3.1$, $n = 4771$. Темно-синий цвет соответствует точкам, где радиус осреднения меньше 100 км.

так, что для каждой точки (x, y) круг радиуса R содержит одно и то же число ближайших соседей (в нашем случае это число равно 30). В точках, отстоящих друг от друга больше, чем на $2R$ интенсивность оценивается по разным событиям и оценки можно считать независимыми. Величина R зависит от координат (x, y) . Чем меньше R , тем выше разрешающая способность в соответствующей точке. На рис. 10 показаны изолинии $R(x, y)$. Мы видим, что в полосе повышенной сейсмической активности, показанной на рис. 6, рис. 8, радиус круга R , в котором осредняется интенсивность (число событий деленое на площадь кру-

га), принимает значения, не превосходящие 100–120 км. Это значит, что в точках, отстоящих друг от друга дальше, чем на 250 км, интенсивность оценивается фактически по различным событиям. Поскольку основные скопления событий, группирующиеся около центров пятен повышенной интенсивности на рис. 4, рис. 6, расположены друг от друга дальше, чем на 250 км, можно заключить, что пятна повышенной сейсмической активности не являются случайными скоплениями событий, а отражают некоторые реальные пространственные особенности поля сей-

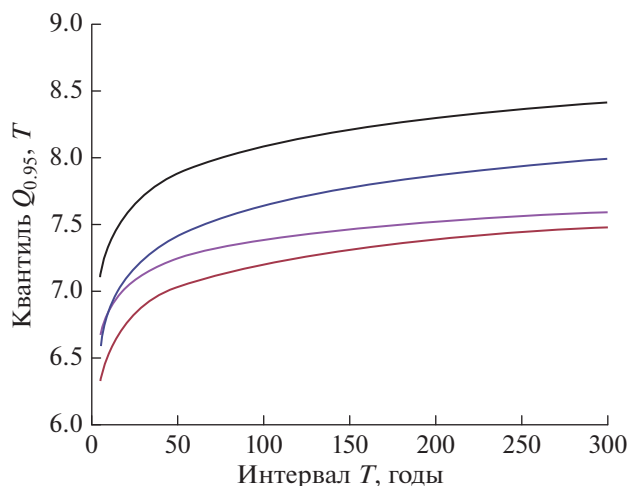


Рис. 11. Квантили $Q_{0.95}(T)$. Снизу вверх показаны значения для субрегионов: Байкальского, Северомуйского, Саянского и всей БРЗ. Уровень значимости квантиля $q = 0.95$

смичности и функционируют до известной степени автономно, независимо друг от друга.

ОЦЕНКА КВАНТИЛЕЙ МАКСИМАЛЬНОГО ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЯ В БУДУЩЕМ ИНТЕРВАЛЕ ВРЕМЕНИ T

Как было показано ранее (см. например, [Pisarenko, Rodkin, 2021]), статистические оценки параметра M_{\max} , в большинстве практически интересных случаев являются неустойчивыми и неробастными. Такой вывод можно сделать для ситуаций, когда в диапазоне сильных землетрясений нет достаточно большого числа наблюдений, позволяющих надежно оценить хвост распределения магнитуд. Кроме того, как правило, остается неясно, к какому интервалу времени относится понятие “максимальная магнитуда”: 100 лет, 1000 лет или “на все времена”. С учетом этих причин и других обстоятельств были выдвинуты предложения характеризовать сейсмичность в диапазоне сильных землетрясений с помощью физически понятной и статистически корректной случайной величины — максимальной магнитуды землетрясения, которое произойдет в будущем интервале времени T (в данном регионе). Эту случайную величину можно характеризовать с помощью ее функции распределения или плотности, но удобнее использовать обратную функцию по отношению к функции распределения — функцию квантилей $Q_q(T)$ с переменным уровнем q . Функция распределения и функция квантилей для непрерывного распределения однозначно определяют друг друга. Квантили $Q_q(T)$ оцениваются гораздо устойчивее, чем параметр M_{\max} , если не брать уровень q слишком близ-

ко к 1 и слишком большой интервал T . Варьируя эти два параметра, можно получить подробное адекватное статистическое описание распределения сильнейших событий в зависимости от длины интервала времени T . Заметим, что квантиль $Q_q(T)$ можно рассматривать как верхнюю доверительную границу для будущей максимальной в интервале T магнитуды с уровнем доверия q .

Мы будем предполагать, что декластеризованный поток сейсмических событий (в данном регионе) является стационарным Пуассоновским потоком с некоторой средней интенсивностью $\lambda = \frac{N_h}{T_{\text{cat}}}$, где N_h — число землетрясений с магнитудами выше h ; T_{cat} — длительность каталога (в годах). В нашем случае $T_{\text{cat}} = 58.39$. Для используемого нами порога $h = 3.55$, $N_h = 1771$, $\lambda = 30.33 \frac{1}{\text{год}}$.

Функция распределения максимума $F_T(x)$ для Пуассоновского потока с точностью до членов порядка $\exp(-\lambda T)$ равна:

$$F_T(x) = \exp[-\lambda T(1 - F(x))], \quad (11)$$

где $F(x)$ — функция распределения магнитуд (см. [Pisarenko, Rodkin, 2010a]). Для распределения GPD (3) имеем:

$$F_T(Q) = \exp[-\lambda T(1 - F(Q|\beta, \xi))] = q; \quad (12)$$

$$Q_q(T|\beta, \xi) = h + \frac{\lg \frac{1}{q}}{\beta \xi \lambda T}.$$

На рис. 11 приведена серия графиков $Q_q(T|\beta, \xi)$, $q = 0.95$, для 3-х субрегионов и для БРЗ; параметры равны оценкам максимального правдоподобия.

Из рис. 11 мы видим, что несмотря на то, что оценка максимального правдоподобия для параметра M_{\max} для всей зоны БРЗ велика ($M_{\max} = 11.82$), большие значения максимальных магнитуд случаются относительно редко: максимальные магнитуды более 8.5 с вероятностью 0.95 происходят на больших интервалах времени $T \approx 300$ лет или более. Из рис. 11 видно, что с позиций оценки сейсмического риска параметр M_{\max} является не вполне адекватным. 95%-ная верхняя доверительная граница для максимального землетрясения существенным образом зависит от того, на какой интервал времени T мы хотим предсказать это максимальное землетрясение. Если нас интересует $T = 10$ лет, то прогноз не превышает $M_{\max} = 7.1$. Но если взять большие значения T порядка 300 лет и больше, то можем получить прогноз $M_{\max} \approx 8.0$ и более. По этой причине для проблем оценки сейсмического риска квантили $Q_q(T)$ гораздо эффективнее и адекватнее, чем параметр M_{\max} . Кроме того, как показано в

работах [Писаренко, Родкин, 2009; Писаренко и др., 2021; Pisarenko, Rodkin, 2021] оценки квантилей имеют меньший разброс при не слишком больших значениях T и для не слишком близких к единице значений q .

Квантили $Q_q(T)$ учитывают не только потенциально возможные для данного региона магнитуды M_{\max} , но и частоты (характерные времена повторяемости) сильных землетрясений. По этой причине на рис. 11 квантиль всей БРЗ идет существенно выше, чем квантиль субрегиона Саяны, хотя величины максимального, потенциально опасного землетрясения у них, по-видимому, одинаковы или, по крайней мере, близки.

На рис. 12 мы приводим график плотности GPD с параметрами максимального правдоподобия: $\beta = 1.754$, $\xi = -0.0692$, ($M_{\max} = 11.82$).

Из рис. 12 видно, что хотя ненулевые значения плотности имеются вплоть до $M = 11.82$, плотность становится очень малой уже при $M = 7.0$. Более подробную информацию о частоте максимальных землетрясений можно получить как раз из квантилей $Q_q(T)$. При выборе для квантилей параметров (T , q) важно отметить эквивалентность интервала T и логарифма уровня q , задаваемую согласно формуле (12) отношением $\frac{\lg\left(\frac{1}{q}\right)}{\lambda T}$:

квантиль $Q_q(T)$ зависит только от этого отношения, при этом T и q могут изменяться произвольно. Разброс оценок квантилей $Q_q(T)$ существенно меньше разброса оценок параметра M_{\max} [Писаренко и др., 2021].

ОЦЕНКА M_{\max} ПО КАТАЛОГУ БРЗ 1963–2021 ГГ. НА ОСНОВЕ МОДЕЛИ УСЕЧЕННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ГУТЕНБЕРГА–РИХТЕРА

Усеченный закон Гутенберга–Рихтера (УГР), записанный через экспоненциальную функцию имеет вид:

функция распределения:

$$F(m|M, \beta) = \frac{1 - \exp(-\beta(m - m_0))}{1 - \exp(-\beta(M - m_0))}, \quad (13)$$

$$m_0 \leq m \leq M,$$

плотность распределения:

$$f(m|M, \beta) = \frac{\beta \exp(-\beta(m - m_0))}{1 - \exp(-\beta(M - m_0))}. \quad (14)$$

Параметр M называют максимально возможной, региональной магнитудой. Как мы видим, закон УГР имеет резкое обрезание плотности на правом конце, что нельзя считать обоснованным с физической точки зрения. Тем не менее, УГР находит очень широкое применение в сейсмоло-

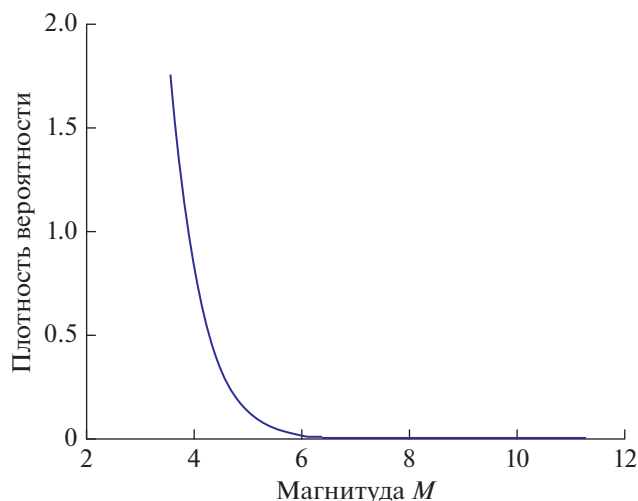


Рис. 12. Плотность вероятности GPD; $\beta = 1.754$, $\xi = -0.0692$; ($M_{\max} = 11.82$).

гической практике. Это обусловлено тем, что эта модель оставляет в основной части диапазона свойства самоподобия, присущие классическому закону Гутенберга–Рихтера, не противоречит конечности энергии землетрясений и содержит всего 2 параметра.

Оценка максимально возможной региональной магнитуды M занимает важное место в проблеме оценки сейсмического риска (см. [Писаренко, 1991; 2021; Писаренко и др., 2021; Kijko, Sellevoll, 1989; 1992; Kijko, Graham, 1998; Kagan, Schoenberg, 2001; Kijko, 2004; Pisarenko et al., 1996; Pisarenko, Rodkin, 2010; Zoller, Holschneider, 2016; Vermeulen, Kijko, 2017; Beirlant et al., 2019]). В нашей постановке максимальная региональная магнитуда выражается параметром M . Общая схема оценивания параметра M , предлагаемая нами, такова. Сначала рассматривается оценка параметров (M , β) стандартным методом правдоподобия. Обозначим имеющуюся выборку магнитуд (каталог) $\mathbf{x} = (x_1, \dots, x_n)$. Функция правдоподобия имеет вид:

$$L(M, \beta | \mathbf{x}) = \prod_{k=1}^n f(x_k | M, \beta). \quad (15)$$

Как известно (см. например, [Pisarenko et al., 1996]), оценкой максимального правдоподобия для параметра M в УГР при любом значении s является максимальная магнитуда наблюдаемой выборки μ_n :

$$\mu_n = \max(x_1, \dots, x_n). \quad (16)$$

Оценка максимального правдоподобия для параметра β находится как максимум правдоподобия для распределения УГР (15), в котором параметр M заменен на μ_n , т.е. как максимум функции от β :

$$L(\mu_n, \beta | \mathbf{x}) = \prod_{k=1}^n f(x_k | \mu_n, \beta).$$

Полученная оценка μ_n максимального правдоподобия для параметра M будет иметь систематическое, отрицательное смещение относительно истинного значения параметра M , особенно сильное при умеренных значениях n . В работе [Писаренко, 2021] предложена новая оценка параметра M , заметно уменьшающая это смещение. Эта оценка, обозначаемая \bar{M} , имеет вид:

$$\bar{M} = \mu_n - \frac{1}{\beta u^n} [\lg(1 - \bar{U}) + \bar{W}_n], \quad (17)$$

где: $\bar{U} = 1 - \exp[-\bar{\beta}(\mu_n - m_0)]$; $\bar{W}_n = \bar{U} + \frac{\bar{U}^2}{2} + \dots + \frac{\bar{U}^n}{n}$; $\bar{\beta}$ – оценка максимального правдоподобия для β ; m_0 – нижний порог магнитуды.

СЕЙСМОГЕОЛОГИЧЕСКИЕ КРИТЕРИИ ВЫДЕЛЕНИЯ СЕЙСМИЧЕСКИХ СУБРЕГИОНОВ В БРЗ

При анализе современного сейсмотектонического режима в пределах земной коры БРЗ по геоструктурным признакам мы выделяем три крупномасштабных сегмента (рис. 13): юго-западный фланг, центральную часть БРЗ и ее северо-восточный фланг [Ружич, 1997]. Им присущи собственные геолого-структурные отличия, нашедшие отражение в современном сейсмическом режиме за взятый период 1963–2021 гг., характеризующийся наиболее детальными сейсмометрическими наблюдениями. При выявлении современных особенностей структуры сейсмического поля в виде трех сейсмических субрегионов нами учитывались не только геоструктурные особенности, но и выраженные в рельефе характерные геоморфологические признаки, характерные для них. Отсюда субрегионам также даны названия: Саянский, Байкальский и Северомуйский. Далее обратимся к краткому рассмотрению их сейсмического режима, обусловленного местными особенностями процессов рифтогенного разломообразования в земной коре.

Саянский сейсмический субрегион

Он располагается на юго-западном фланге БРЗ, где наряду с типичными признаками рифтогенной деструкции на фоне горизонтального растяжения земной коры, выявлены признаки горизонтального сжатия, ось главного тектонического напряжения которого имеет северо-восточное, ортогональное к оси растяжения направление. Это усложненное силовое поле, согласно сей-

смогеологическим данным, фиксируется по расположению в горном обрамлении Тункинской рифтовой впадины разломов взбросо-надвигового типа. Их установленный миоцен-плейстоценовый возраст активизации свидетельствует о практически синхронном развитии с рифтогенными сбросами, что было показано ранее [Ружич, 1997]. Указанное взаимодействие двух силовых полей подтверждается сейсмологическими данными о механизмах очагов землетрясений, что свидетельствует о специфических отличиях рифтогенеза в пределах данного сегмента БРЗ и соответственно сейсмического субрегиона. Главное геолого-структурное отличие рассматриваемого Саянского сейсмического субрегиона характеризуется существованием сейсмоопасной зоны Главного Саянского разлома взбросо-сдвигового типа, расположенного в Восточно-Саянской ветви краевого шва Сибирского кратона. Его юго-восточный сегмент оказался в области влияния рифтогенного растяжения, что привело к трансформации взбросо-сдвиговых смещений в рифтогенные сбросо-сдвиговые и это нашло отражение в механизмах очагов сильных землетрясений. Ярко выраженная сейсмотектоническая активизация на юго-западном фланге БРЗ наглядно проявилась при недавнем Бусийнгольском сильном 9-и балльном землетрясении 27.12.1991 г. ($K = 16.2$, $M = 7.0$), а также при трех недавних землетрясениях с $M = 5.4$ – 6.8 со взбросо-сдвиговой и сбросовой подвижками в очагах, что подтверждает практически синхронное в геологическом понимании современное проявление разнонаправленных силовых полей в виде горизонтального сжатия и рифтогенного растяжения [Ружич и др., 1972; Шерман и др., 1973].

Байкальский сейсмический субрегион

Отличительной особенностью деструктивных сейсмотектонических процессов в земной коре Байкальского субрегиона можно назвать наличие уникальной по огромным размерам и большой глубине водной линзы в пределах Байкальской рифтовой впадины. Ее борта обрамлены протяженными сейсмоактивными сбросами, включая сейсмоопасный Приморский разлом. Очаги землетрясений, приуроченные к сбросам, имеют в подавляющем большинстве соответствующий сбросовый, иногда сбросо-сдвиговый механизм, что закономерно отражает процесс современного косоуго рифтогенного растяжения земной коры [Гилева и др., 2021]. На современном этапе сейсмического режима в пределах Байкальского субрегиона зафиксированы эпицентры сильных исторических землетрясений, например, Большого Южнобайкальского 27.06.1742 г. с $M = 7.7$, $I_0 = 10$ баллов, с эпицентром в районе южного

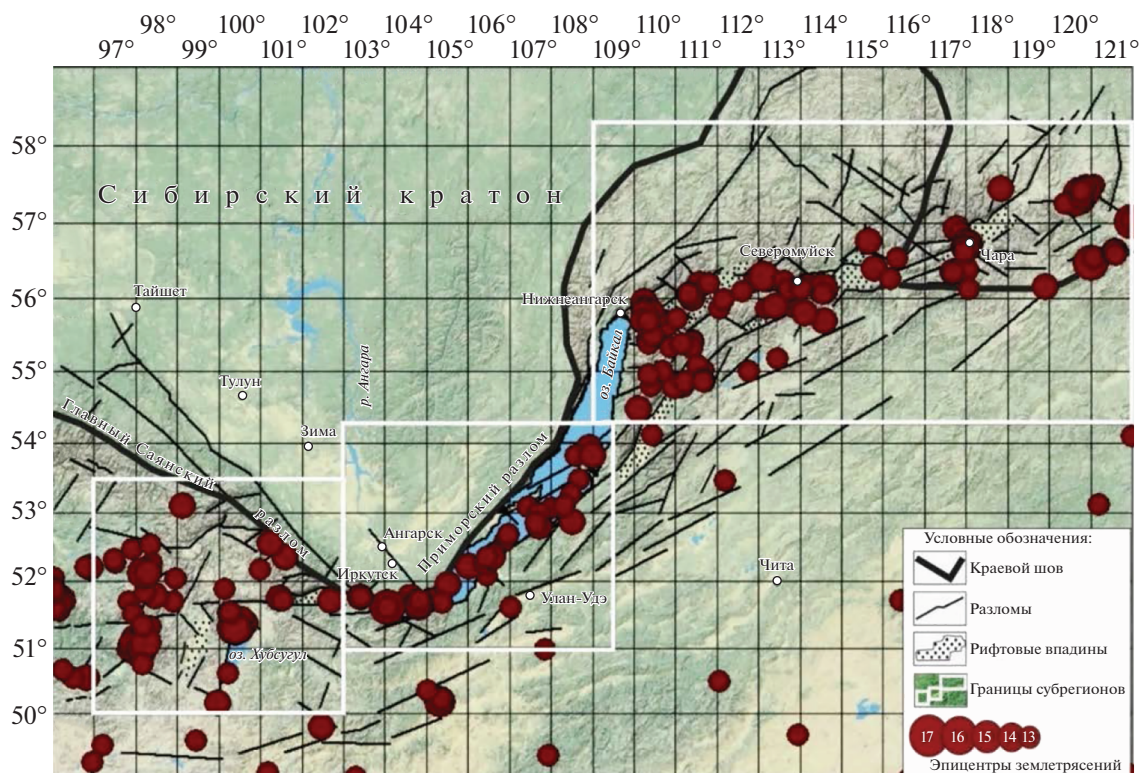


Рис. 13. Упрощенная схема строения БРЗ, выполненная с использованием космоснимков. Показано расположение рифтовых впадин, шовной зоны Сибирского кратона, расположение сейсмоактивных систем магистральных и региональных разломов, отчетливо выраженных в рельефе, расположение скоплений эпицентров (сейсмических пятен). Белыми прямоугольниками обозначены границы трех выделенных субрегионов: Саянского (юго-западный фланг), Байкальского (центральная часть БРЗ) и Северомуйского (северо-восточный фланг). Внизу приведена шкала эпицентров землетрясений с $K = 13-16$, возникших за период наблюдений 1963–2021 гг.

Байкала. В пределах г. Иркутска оно проявилось 7–8-балльными разрушительными эффектами. 12.01.1862 г. в районе дельты р. Селенги также по историческим документам, зафиксировано еще Цаганское катастрофическое землетрясение с $M = 7.5$, $I_0 = 10$ баллов, при котором возникло опускание большого участка Цаганской степи на глубины до 7–8 м [Кондорская, Шебалин, 1977]. Такие землетрясения как Среднебайкальское, 28.08.1959 г., с интенсивностью сотрясений 8–9 баллов при $M = 6.8$, Южнобайкальское 25.02.1999 г., $M = 6.1$, а также Култукское 27.08.2008 г., $M = 6.3$ подтверждают высокий уровень сейсмической активности в БРЗ в настоящее время. Недавно в Саянском и Байкальском субрегионах произошли еще три землетрясения, из которых самое значительное Хубсугульское 11.01.2021 г. имело магнитуду $M = 6.8$ [Гилева и др., 2021].

Северомуйский сейсмический субрегион

Его западная граница проведена вдоль оси Северобайкальской впадины, где в настоящее время наблюдается относительно умеренный сейсмический режим. Палеосейсмологическими

исследованиями в данном районе выявлены сейсмодислокации: “Мыс Рытый”, “Шартлай”, “Средне-Кедровая” [Кондорская, Шебалин, 1977]. Их магнитуда, судя по протяженности палеосейсмодислокаций, составляет не менее 7.5, а возраст – порядка 1.2. тыс. лет [Лунина и др., 2018]. Важно отметить, что палеосейсмологические данные однозначно свидетельствуют о том, что более молодая по возрасту Северобайкальская впадина многие сотни–первые тысячи лет назад являлась сеймоопасным сегментом в БРЗ. Но на протяжении последних примерно 300 лет в сейсмическом режиме она в значительной мере проявляется как сейсмическая брешь в строении сейсмического поля БРЗ, что отчетливо видно на рис. 7а и 7б.

Примечательно, что в пределах Северомуйского субрегиона, самого большого по площади, есть также отличия по геолого-структурным признакам и по параметрам сейсмической активности. В его пределы входят пять крупных рифтовых впадин: Баргузинская, Верхне- и Нижне-Ангарские впадины, а также Муйская и Чарская. В сравнении с Байкальской впадиной они имеют более молодой возраст, меньшие размеры и более

сложное строение, унаследованное от геологического строения древнего консолидированного субстрата земной коры. Далее к востоку в пределах Северо-Муйского субрегиона по расположению среднемасштабных сейсмических пятен выделены еще два меньших по размерам субрегиона: Муйский и Чарский. Они также разделены сейсмической брешью, но меньшего ранга, расположенной в районе 117 меридиана. Согласно историческим сведениям о сильнейших землетрясениях 18–19 веков для рассматриваемого района имеются данные о Великом Восточно-Сибирском землетрясении 01.02.1725 г., $M \approx 8.2$ $I_0 = 11$ баллов (!). Его предполагаемый эпицентр с координатами 56.5° с.ш. и 118.5° в.д., по мнению В.П. Солоненко, располагался в пределах геодинамического влияния субширотного сегмента расположенной здесь зоны краевого шва Сибирского кратона, где находится оставшаяся после него Чино-Вакатская палеосейсмодислокация [Кондорская, Шебалин, 1977; Татевосян и др., 2009]. Есть еще примеры проявления современных сильных землетрясений в виде Тас-Юряхского (1967 г.), Южнокутского (1989 г.) и др. Примечательно, что в районе восточной окраины Муйской рифтовой впадины располагается субмеридиональный сегмент зоны краевого шва Сибирского кратона, который южнее резко меняет свое простираание на субширотное и далее прослеживается в восточном направлении к Становому выступу Сибирского кратона (рис. 13). В итоге Чарская рифтовая впадина, как единственная в БРЗ, возникла в пределах высокопрочной земной коры Сибирского кратона, в районе, где происходили опасные сейсмические события с $M \geq 6.9$ [Zamaraev, Ruzhich, 1978]. По современным сейсмологическим данным в сложно устроенном Северомуйском субрегионе закономерно выявляются сочетания разнообразных сбросовых и взбросо-сдвиговых механизмов очагов землетрясений и фиксируются многочисленные палеосейсмодислокации с возрастными интервалами во многие сотни—первые тысячи лет [Солоненко и др., 1966]. При анализе каталога землетрясений, произошедших за 63 года, Северомуйский субрегион характеризуется очень высокой по энергетическим показателям сейсмической активностью. В районе краевого углового сочленения зоны шва зарегистрировано самое сильное за период инструментальных наблюдений Муйское землетрясение в 1957 г. с $M = 7.6$, интенсивность сотрясений которого, согласно проведенному опросу местного населения и геолого-геоморфологическому изучению, достигала 10, а возможно и 11 баллов [Татевосян и др., 2009]. Важно отметить, что после многолетней афтершоковой последовательности в пределах его плейстоценовой области осталась до настоящего времени выраженная сейсмическая брешья, которая в районе 117 меридиана

разделяет два сейсмических пятна. Если привлечь к анализу дополнительные сейсмогеологические сведения о палеосейсмодислокациях, выявленных в этом районе [Хромовских и др., 1993], то можно сделать вывод о том, что в настоящее время, как и в исторический и доисторический временные интервалы длительностью во многие сотни—первые тысячи лет, в данном субрегионе проявлялась высокая сейсмическая активность с магнитудами порядка $M_{\max} = 8.2$.

С позиции представлений о процессах разномасштабной сегментации межплитных разломов можно отметить, что в сеймотектонической эволюции они проявляются на разных иерархических уровнях: вся БРЗ (как мегаразлом), три ее субрегиона, затем отдельные сегменты краевого шва Сибирского кратона в виде Приморского и Главного Саянского разломов, и далее до уровня других, меньших по размерам, участков концентрации активных разломов и разломных сочленений. Каждый из перечисленных деструктивных сегментов в свою очередь характеризуется совокупностью скоплений эпицентров землетрясений разных энергетических уровней, которые образуют сейсмические пятна, разделенные брешьями. Пространственно-временное постоянство сейсмических пятен и брешей является относительным. В больших масштабах всю БРЗ в первом приближении можно интерпретировать как единое сейсмическое пятно, развивающееся на протяжении десятков миллионов лет. При более детальном рассмотрении ее сегментами могут быть представлены три выделенных субрегиона, возникшие за временные интервалы порядка 50–300 лет. Для более низшего масштабного уровня сегментной иерархии в пределах субрегионов могут быть распознаны сегменты разломов в пределах краевого шва Сибирского кратона с примерной протяженностью 50–70 км, соизмеримых с размерами очага Муйского землетрясения 1957 г. ($M = 7.6$), или Цаганского землетрясения 1862 г. ($M = 7.4$). Сейсмические циклы формирования их очагов, включая латентную стадию развития на фоне медленного крипа, а также периоды афтершоковой активизации и последующего сейсмического затишья (брешья) могут длиться многие сотни лет, если исходить из оценок повторяемости землетрясений, определяемых палеосейсмологическим методом, не только в БРЗ, но и в Монголии [Ружич, Кочарян, 2017].

Оценки M_{\max} по сейсмогеологическим данным

В сейсмологии оценки энергии палеоземлетрясений получают из регрессионного соотношения протяженности L сейсмодислокаций, отождествляемых с косейсмическими разрывами, и магнитудой. Для геодинамических условий БРЗ, где преобладают сейсмодислокации с про-

тяженностью в несколько десятков километров, применено в работах [Ризниченко, 1974; Шебалин, 1971; Садовский и др., 1987] соотношение:

$$M = 4 + 1.43 \lg(L), \quad (18)$$

где M – магнитуда, а L – длина косейсмического разрыва в км.

Следует отметить объективную неизбежность значительного разброса коэффициентов выявленных соотношений L/M при оценках типа (18). Точность многочисленных полевых измерений параметра L зависит во многом от местных геодинамических условий подготовки землетрясений, различий морфогенетических типов сейсмоактивных разломов и особенностей строения земной коры в различных сейсмоактивных регионах. Количественные оценки точности палеосейсмологического метода для оценок M_{\max} весьма затруднены, но по опыту авторов осредненные отклонения могут составлять порядка 0.5–0.7 значений магнитуды [Ружич, 1997]. Тем не менее, оценки M по палеосейсмогеологическим данным остаются актуальными и весьма востребованными при выяснении сейсмического потенциала разломов при нередком отсутствии других критериев оценок энергии катастрофических землетрясений.

Обратимся к некоторым примерам выявленных оценок соотношения L/M для разных сегментов разломов по историческим и палеосейсмогеологическим данным, полученным сейсмогеологами применительно к БРЗ [Хромовских и др., 1993]. На западной окраине Тункинской рифтовой впадины в 1950 г. произошло Мондинское 9-и балльное землетрясение с $M = 7.0$ [Кондорская, Шебалин, 1977]. По данным сейсмогеологов в районе Тункинского сброса у п. Аршан, выявлены следы 4-х сильных палеоземлетрясений с магнитудами $M = 7.2–7.4$, возраста их проявления лежат в интервале значений 1–8 тыс. лет [Ritz et al., 2018]. Заслуживают упоминания и исторические сведения о Туранском землетрясении 08.03.1829 г. с $M \approx 7.0$, эпицентр которого вероятнее всего располагался в западной части Тункинской впадины в зоне Мондинского широтного разлома [Радзиминович, Щетников, 2020]. Также следует учесть, что в пределы юго-западного фланга БРЗ (Саянского субрегиона) входит юго-восточная часть сейсмоопасного Главного Саянского разлома, характеризующегося левосторонним взбросо-сдвиговым типом смещений. По наличию нескольких выявленных при полевых исследованиях многокилометровых палеосейсмодислокаций было установлено, что предельный энергетический уровень доисторических землетрясений мог достигать значений $M = 8.0–8.2$ [Чипизубов, Смекалин, 1999]. Период повторяемости событий подобного энергетического уровня оценивается по возрастам палеосей-

смодислокаций, поэтому он может исчисляться интервалами длительностью во многие сотни–первые тысячи лет [Sankov et al., 2004].

Таким образом, на основании приведенных данных для Саянского субрегиона БРЗ, с учетом роли Главного Саянского разлома, оценка $M_{\max} = 8.0–8.2$ может рассматриваться как допустимая за временные интервалы порядка сотен лет. Это соответствует оценкам, представленным выше на рис. 12 (квантиль $Q_{0.95}(T)$).

При обсуждении Байкальского сегмента БРЗ (или Байкальского субрегиона) следует обратить внимание на геоструктурные особенности устройства Байкальской рифтовой впадины. Согласно историческим сведениям в 1742 г. на южном Байкале произошло сильное землетрясение, отдаленные от эпицентра последствия которого ощущались в Иркутске как 8-и балльные и это обстоятельство позволило оценить его энергию равной $M = 7.7$ [Кондорская, Шебалин, 1977]. При Мондинском землетрясении 04.04.1950 г., с эпицентром, расположенным на западной окраине Тункинской рифтовой впадины, его энергия составила $M = 7.0$. По историческим данным в зоне Приморского разлома в центральной части Байкальской впадины в январе 1862 г. произошло катастрофическое Цаганское землетрясение с $M = 7.4–7.5$. Сейсмогеологическими исследованиями в этом же разломе выявлена серия палеосейсмодислокаций с $M = 6.8–7.6$ с возрастными порядками 1.5 тыс. лет назад [Лунина, Денисенко, 2020]. Современными сейсмологическими наблюдениями также зафиксирована серия сильных землетрясений 1959 г. в частности Среднебайкальское с $M = 6.9$ [Кондорская, Шебалин 1977] и более поздние Южнобайкальское в 1999 г. $M = 6.4$ и Култукское $M = 6.3$. В итоге для Байкальского субрегиона можно принять значения $M_{\max} = 7.4–7.7$ для землетрясений, возникающих в пределах временных интервалов порядка сотен лет.

В районе северо-восточного фланга БРЗ (Северомуйский субрегион) современный сеймотектонический режим отличается проявлениями наиболее значительных по магнитуде землетрясений, среди которых особо выделяется Муйское 1957 г. с $M = 7.6$ [Кондорская, Шебалин, 1977]. По выше представленным историческим сведениям следует упомянуть о Великом Восточно-Сибирском землетрясении 1725 г. с $M = 8.2$. Высокая сейсмическая активность в рассматриваемом Северомуйском субрегионе за инструментальный 63-летний период регистрации землетрясений подтверждается серией из пяти современных опасных землетрясений с $M = 6.1–7.0$. Зарегистрированные за последние десятилетия сильные, разрушительные землетрясения в Северомуйском субрегионе позволяют предполагать,

что в данном сегменте БРЗ на достаточно больших интервалах времени порядка сотен лет возможны землетрясения с $M = 7.6\text{--}8.2$.

Рассмотренные исторические и особенно палеосейсмогеологические сведения, несмотря на их невысокую точность, позволяют составить определенное представление о максимальной магнитуде M_{\max} и о местах возможных будущих сильных землетрясений в разных субрегионах БРЗ на длительные периоды ожидания (сотни—первые тысячи лет).

Подводя итоги совместного анализа для более уточненных оценок влияния геологического строения и режима современного тектонического развития БРЗ на современную структуру сейсмического поля, можно отметить следующее. Фиксируемое сочетание в пределах БРЗ разномасштабных сейсмических пятен и разделяющих их сейсмических брешей непосредственно связано с проявлением избирательной особенности распределения тектонических напряжений в зонах разломов и разломных узлов различного иерархического уровня. Также отчетливо проявляется приуроченность сейсмических пятен к краевому шву Сибирского кратона, судя по расположению очагов сильных современных и исторических землетрясений и палеоземлетрясений. Сделан вывод о том, что наблюдаемая в БРЗ структура сейсмического поля в виде сочетания разномасштабных пятен повышенной сейсмической активности и разделяющих их сейсмических брешей, является характерной чертой процессов сегментации, а также геологического механизма высвобождения упругой эндогенной энергии земной коры в режиме рифтогенной деструкции. Данный вывод хорошо согласуется с высказанными ранее представлениями о блоковой, иерархической модели геофизической среды в работах [Садовский и др., 1986; 1987], согласно которым деформирование геофизической среды сопровождается появлением пространственных структурных образований (“блоков консолидации”), состоящих из элементов среды, принадлежащих к одному и тому же уровню иерархии [Дрешер, де Йонг, 1975]. Образование структур из составляющих ее блоков является следствием постоянного деформирования геофизической среды, что можно рассматривать как своего рода самоорганизацию среды, служащую для трансформации поступающей в нее энергии. Пятна повышенной сейсмической активности также можно интерпретировать как отражение этой блоковой структуры в сейсмическом режиме. Более того, сам закон повторяемости землетрясений Гутенберга—Рихтера выступает как энергетическое отражение распределения “блоков консолидации” по размерам.

В табл. 1 наряду с оценками (18), полученными по каталогу БРЗ 1963—2021 гг., приведены оценки

параметра M_{\max} , основанные на палеосейсмологических данных. Также отметим, что увеличилась точность определения оценок по сравнению с результатами, полученными ранее с применением байесовского подхода [Ружич и др., 1998].

Мы видим, что палеосейсмологические оценки хорошо согласуются с оценками (18), основанными на инструментальном каталоге 1963—2021 гг., хотя первые являются гораздо менее точными и относящимися к другой эпохе, когда сейсмический режим мог быть другим. Впрочем, следует иметь в виду, что сам параметр M_{\max} имеет присущие ему неопределенности, отмечавшиеся неоднократно в работах [Pisarenko et al., 2008; Писаренко, Родкин, 2008; Pisarenko, Rodkin, 2021] и для оценки сейсмического риска предпочтительнее использовать описанные выше квантили $Q_q(T)$, с учетом временного интервала, для которого необходимо дать оценку вероятной максимальной магнитуды.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ И ВЫВОДЫ

Проведен повторный анализ сейсмического режима Байкальской рифтовой зоны (БРЗ) с учетом новых данных о землетрясениях за 1999—2021 гг., а также с применением новых, более эффективных методов статистического анализа сейсмичности. При этом были использованы как современные, инструментальные данные (каталог БФ ФИЦ ЕГС РАН), так и исторические данные по землетрясениям, а также палеосейсмологические данные по землетрясениям из различных источников. Обработка инструментальных данных проводилась с использованием новых, статистических методов анализа пространственной структуры сейсмического поля и оценки его параметров [Pisarenko V.F., Pisarenko D.V., 2021; Писаренко, 2021]. Эти методы имеют высокую пространственную разрешающую способность, которая, как это видно из рис. 10 (синий цвет), составила в областях высокой сейсмичности 100—120 км. Были выявлены пятна сейсмической активности, перемежающиеся с областями относительного сейсмического затишья (сейсмическими брешами). Эти пятна образуют иерархическую структуру. На высшем уровне (масштаб 500—1800 км, время существования 300 лет и, возможно, даже больше) в БРЗ наблюдаются 3 главных пятна, определяющие выделенные субрегионы: Саянский, Байкальский и Северомуйский. Эти главные пятна, имеют свою более мелкую структуру (масштаб 100—500 км, время существования 50—200 лет). Пятна сейсмической активности являются отражением процессов сегментации геологической среды на протяжении сеймотектонической эволюции. Деформирование геофизической среды сопровождается появлением пространственных структурных образова-

ний (“блоков консолидации”). Пятна повышенной сейсмической активности можно рассматривать, как отражение этой блоковой структуры в сейсмическом режиме.

Пятна повышенной сейсмичности наблюдались и ранее, но с низкой разрешающей способностью по пространству и их обсуждение носило, как правило, качественный характер. В работе [Stock, Smith, 2002] выявлены пятна повышенной сейсмичности на территории Австралии (1976–1996 гг., $M \geq 4.0$) и Новой Зеландии (1962–1997 гг., $M \geq 4.0$) с помощью сложной трехстадийной процедуры, основанной на методе ядерной оценки плотности вероятности распределения землетрясений по пространству. Следует отметить, что плотность вероятности дает лишь *относительную* интенсивность сейсмического поля (из-за нормировки плотности), и такой подход влечет за собой необходимость четкого выделения анализируемой области, что неизбежно включает элементы субъективности, которая отсутствует при использовании метода k -ближайших соседей для оценки непосредственно интенсивности сейсмического поля. В ряде работ (см., например, [Pisarenko, Rodkin, 2020; Salahshoor et al., 2018] и указанную там литературу) обнаружены пятна другой характеристики сейсмической активности – пятна пиковых ускорений грунта (PGA). Используемые при этом методы также имели довольно низкую пространственную разрешающую способность, но сама структура пятен PGA в основном согласуется со структурой рассмотренных в данной работе пятен сейсмической активности.

Проведено сравнение оценок максимальной региональной магнитуды M_{\max} , полученных по инструментальным данным 1963–2021 гг. и по палеосейсмологическим данным, причем выявлено довольно хорошее согласие этих оценок. Показано, что предложенные ранее оценки квантилей $Q_q(T)$ максимальных землетрясений в будущем интервале времени T являются более предпочтительными чем оценки M_{\max} для задач оценки сейсмического риска.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ, грант № 20-05-00433 (соавторы В.Ф. Писаренко, А.А. Скоркина), и в рамках базового бюджетного проекта “Современная геодинамика, механизмы деструкции литосферы и опасные геологические процессы в Центральной Азии”, № FWEF-2021-0009 (соавторы В.В. Ружич, Е.А. Левина).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Гилева Н.А., Мельникова В.И., Радзиминович Я.Б., Тубанов Ц.А. Сильные землетрясения Прибайкалья в 2020–

2021. Разломообразование в литосфере и сопутствующие процессы, тектонофизический анализ. Тезисы докладов Всерос. совещ. памяти профессора С.И. Шермана, 2021. Иркутск: изд-во ИГУ. 233 с.

Денисенко И.А., Лунина О.В. Сейсмогенные смещения в зоне Зундукского разлома по данным георадиолокации (Байкальский регион). Структура, вещественный состав, свойства, современная геодинамика и сейсмичность платформенных территорий и сопредельных регионов. 2020. С. 120–123.

Дрешер Ф., де Йонг Ж. Проверка механической модели течения гранулированного материала методами фотопругости. Определяющие законы механики грунтов. М.: Мир. 1975. С. 144–165.

Кондорская Н.В., Шебалин Н.В. Новый каталог сильных землетрясений на территории СССР с древнейших времен до 1975 г. М.: Наука. 1977. 506 с.

Лунина О.В., Гладков А.С., Гладков А.А., Денисенко И.А. Среднекедровая палеосейсмодислокация в Байкальском хребте: структура и оценка смещений по данным георадиолокации // Геодинамика и тектонофизика. 2018. Т. 9. № 2. С. 531–555.

Писаренко В.Ф. Статистическая оценка максимального возможного землетрясения // Физика Земли. 1991. № 9. С. 38–46.

Писаренко В.Ф. Оценка параметров усеченного распределения Гутенберга–Рихтера // Физика Земли. 2021. № . С.

Писаренко В.Ф., Любушин А.А., Родкин М.В. Максимальные землетрясения в будущих интервалах времени // Физика Земли. 2021. № 2. Р. 1–19.

Писаренко В.Ф., Родкин М.В. Непараметрические методы исследования сейсмического режима // Физика Земли. 2008. № 1. С. 3–11.

Писаренко В.Ф., Родкин М.В. Нестабильность параметра M_{\max} и альтернатива его использования // Физика Земли. 2009. № 12. С. 48–59.

Писаренко В.Ф., Родкин М.В. Декластеризация сейсмического потока, статистический анализ // Физика Земли. 2019. № 5. С. 38–52.

Писаренко В.Ф., Родкин М.В., Рукавишников Т.А. Стабильная модификация закона повторяемости землетрясений и перспективы ее применения в сейсмическом районировании // Физика Земли. 2020. № 1. С. 62–76.

Радзиминович Я.Б., Щетников А.А. Сильное землетрясение 8 марта 1829 г. на юго-западном фланге Байкальской рифтовой зоны. Уточненные данные // Вулканология и сейсмология. 2005. № 3. С. 42–50.

Ризниченко Ю.В. Проблема величины землетрясения. Магнитуда и энергетическая классификация землетрясений. М. 1974. С. 43–78.

Ружич В.В. Сеймотектоническая деструкция в земной коре Байкальской рифтовой зоны. Новосибирск: изд-во СО РАН. 1997. 144 с.

Ружич В.В., Левина Е.А., Писаренко В.Ф., Любушин А.А. Статистическая оценка максимальной возможной магнитуды землетрясения для Байкальской рифтовой зоны // Геология и геофизика. 1998. Т. 39. № 10. С. 1443–1455.

Ружич В.В., Кочарян Г.Г. О строении и формировании очагов землетрясений в разломах на приповерхност-

- ном и глубинном уровне земной коры. Статья I. Приповерхностный уровень // Геодинамика и тектонофизика. 2017. Т. 8. № 4. С. 1021–1034.
- Ружич В.В., Шерман С.И., Тарасевич С.И.* Новые данные о надвигах в юго-западном фланге Байкальской рифтовой зоны // Докл. АН СССР. 1972. Т. 205. № 4. С. 920–924.
- Садовский М.А., Болховитинов Л.Г., Писаренко В.Ф.* Деформирование геофизической среды и сейсмический процесс. М.: Наука. 1987. С. 56–67.
- Садовский М.А., Голубева Т.В., Наркунская Г.С., Писаренко В.Ф., Шварц Г.Ф., Шнирман М.Г.* Структура геофизической среды и сейсмический процесс, прогноз землетрясений. Душанбе: ДОНИШ. 1986. № 6. С. 323–336.
- Солоненко В.П., Тресков А.А., Курушин Р.А.* Живая тектоника, вулканы и сейсмичность Станового нагорья. М.: Наука. 1966. 230 с.
- Татевосян Р.Э., Мокрушина Н.Г., Овсяченко А.Н., Татевосян Т.Н.* Геологические и макросейсмические эффекты Муйского землетрясения 1957 г. и палеоземлетрясения Прибайкалья // Вопросы инженерной сейсмологии. 2009. Т. 36. № 2. С. 5–30.
- Хромовских В.С., Чипизубов А.В., Смекалин О.П., Курушин Р.А., Дельянский Е.А.* Новые данные о палеосейсмодислокациях Байкальской рифтовой зоны. Сейсмичность и сейсмическое районирование Северной Евразии. Москва. 1993. С. 256–264.
- Чипизубов А.В., Смекалин О.П.* Палеосейсмодислокации и связанные с ними палеоземлетрясения по зоне Главного Саянского разлома // Геология и геофизика. 1999. Т. 40. № 6. С. 936–947.
- Шебалин Н.В.* Замечания о преобладающем периоде, спектре и очаге сильного землетрясения. Сейсмические исследования для строительства. Вопросы инженерной сейсмологии. Вып. 14. М.: Наука. 1971. С. 50–78.
- Шерман С.И., Медведев М.Е., Ружич В.В.* и др. Тектоника и вулканизм юго-западной части БРЗ. М.: Наука. 1973. 136 с.
- Beirlant J., Kijko A., Reynkens T., Einmahl J.* Estimating the maximum possible earthquake magnitude using extreme value methodology: the Groningen case // Natural Hazards. 2019. V. 98. P. 1091–1113.
- Holschneider M., Zoller G., Hainzl S.* Estimation of the maximum possible magnitude in the framework of the doubly truncated Gutenberg–Richter model // BSSA. 2011. V. 101. № 4. P. 1649–1659.
- Kagan Y.Y., Schoenberg F.* Estimation of the upper cutoff parameter for the tapered Pareto distribution // J. Appl. Probab. 2001. V. 38(A). P. 158–175.
- Kijko A.* Estimation of the maximum earthquake magnitude M_{max} // Pure Appl. Geophys. 2004. V. 161. № 8. P. 1655–1681.
- Kijko A.* On Bayesian procedure for maximum earthquake magnitude estimation // Res. Geophys. 2012. V. 2. № 1. P. 46–51.
- Kijko A., Graham G.* Parametric-historic procedure for probabilistic seismic hazard analysis part I: Estimation of maximum regional magnitude M_{max} // Pure Appl. Geophys. 1998. V. 152. № 3. P. 413–442.
- Kijko A., Sellevoll M.A.* Estimation of earthquake hazard parameters from incomplete data files. Part I. Utilization of extreme and complete catalogs with different threshold magnitudes // BSSA. 1989. V. 79. P. 645–654.
- Kijko A., Sellevoll M.A.* Estimation of earthquake hazard parameters from incomplete data files. Part II. Incorporation of magnitude heterogeneity // BSSA. V. 82. P. 120–134.
- Kijko A., Singh M.* Statistical tools for maximum possible earthquake estimation // Acta Geophys. 2011. V. 59. № 4. P. 674–700.
- Kullback S.* Information theory and statistics. New York, Chapman & Hall. 1958.
- Lyubushin A.A., Parvez I.A.* Map of seismic hazard of India using Bayesian approach // Natural Hazards. 2010. V. 55. № 2. P. 543–556.
- Pisarenko V., Sornette D., Rodkin M.* Distribution of maximum earthquake magnitudes in future time intervals: application to the seismicity of Japan (1923–2007) // Earth Planets Space. 2010. V. 62. P. 567–578.
- Pisarenko, V., Sornette A., Sornette D., Rodkin M.* New approach to characterization of M_{max} and the tail of distribution of earthquake magnitudes // Pure and Applied Geophysics. 2008. V. 65. P. 847–888.
- Pisarenko V.F., Pisarenko D.V.* A modified k-nearest neighbors method and its application to estimation of seismic intensity // Pure and Applied Geophysics. 2021.
- Pisarenko V.F., Lyubushin A.A., Lysenko V.B., Golubeva T.V.* Statistical estimation of seismic hazard parameters: maximal possible magnitude and related parameters // BSSA. 1996. V. 86. № 3. P. 691–700.
- Pisarenko V.F., Rodkin M.V.* The maximum earthquake in future T years: Checking by a real catalog // Chaos, Solitons & Fractals. 2015. V. 74. P. 89–98.
- Pisarenko V.F., Rodkin M.V.* Approaches to solving the maximum possible earthquake magnitude (M_{max}) problem // Surveys in Geophysics. 2021.
- Pisarenko V.F., Rodkin M.V.* Statistics and spatial-temporal structure of ground acceleration caused by earthquakes in the North-Western Pacific // Pure and Applied Geophysics. 2020. V. 177. № 6. P. 2563–2578.
- Pisarenko V.F., Rodkin M.V.* Heavy-tailed distributions in disaster analysis. New York: Springer. 2010.
- Pisarenko V.F., Rodkin M.V.* The new quantile approach: application to the seismic risk assessment. *Rascobic B., Mrdja S.*, (Eds.). Natural disasters: prevention, risk factors and management. New York: NOVA Publishers. 2013. P. 141–174.
- Ritz J.-F., Arzhannikova A., Vassallo R., Arzhannikov S., Larroque C., Michelot J.-L., Massault, M.* Characterizing the present-day activity of the Tunka and Sayan faults within their relay zone (western Baikal rift system, Russia) // Tectonics. 2018. V. 37.
- Salahshoor H., Lyubushin A., Shabani E., Kazemian J.* Comparison of Bayesian estimates of peak ground acceleration (A_{max}) with PSHA in Iran // J. Seismology. 2018. V. 22. P. 1515–1527.
- Sankov V.A., Chipizubov A.V., Likhnev A.V. et al.* Assessment of strong earthquake hazard in the Main Sayan Fault Zone from GPS data and paleoseismological evidence // Geol. Geofiz. 2004. V. 45. №11. P. 1369–1376.
- Stock C., Smith E.G.C.* Adaptive kernel estimation and continuous probability representation of historical earthquake catalogs // BSSA. 2002. V. 92. № 3. P. 904–912.

- Vere-Jones D.* Forecasting earthquakes and earthquake risk // International J. Forecasting. 1995. V. 11. P. 503–538.
- Vermeulen P., Kijko A.* More statistical tools for maximum possible earthquake magnitude estimation // Acta Geophysica. 2017.
- Zamarayev S.M., Ruzhich V.V.* On relationships between the Baikal rift and ancient structures // Tectonophysics. 1978. V. 45. № 1. P. 41–47.
- Zentner I., Ameri G., Viallet E.* Bayesian estimation of the maximum magnitude m_{\max} based on the extreme value distribution for probabilistic seismic hazard analysis // Pure Appl. Geophys. 2020. V. 177. P. 5643–5660.
- Zoller G., Holschneider M., Hainzl S.* The maximum earthquake magnitude in a time horizon: theory and case studies // BSSA. 2013. V. 103. № 2A. P. 860–875.
- Zoller G., Holschneider M.* The maximum possible and the maximum expected earthquake magnitude for production-induced earthquakes at the gas field in Groningen, The Netherlands // BSSA. 2016. V. 106. № 6. P. 2917–2921.

The Structure of the Seismicity Field in the Baikal Rift Zone

V. F. Pisarenko^a, V. V. Ruzhich^b, A. A. Skorkina^{a, *}, and E. A. Levina^b

^a*Institute of Earthquake Prediction Theory and Mathematical Geophysics, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

^b*Institute of the Earth's Crust, Siberian Branch, Russian Academy of Sciences, Irkutsk, Russia*

*e-mail: anna@mitp.ru

A joint analysis of seismicity in the Baikal Rift Zone (BRZ) is carried out using modern instrumental data (Baikal Branch of the Federal Research Center “Geophysical Survey of the Russian Academy of Sciences,” 1963–2021) combined with the historical and paleoseismological data on the earthquakes. The structure of the seismicity field within BRZ is studied by the new statistical methods. The spatial resolution in the seismically active regions is 100–120 km. The analysis has revealed patches of seismic activity alternating with areas of relative seismic quiescence (seismic gaps). The seismic patches form a hierarchical structure. At the highest level (a spatial scale of 500–1800 km and a lifetime of 300 years and longer), three main patches of seismicity are identified within BRZ, defining the Sayan, Baikal, and Severomuiskii (North Muya) subregions. The smaller patches form a structure with a spatial scale of 100–500 km and a lifetime of 50–200 years. The patches of seismic activity reflect the segmentation of active faults during the processes of seismotectonic evolution of the Earth crust. The estimates of the maximum regional magnitude M_{\max} from the instrumental data for 1963–2021 and from the seismogeological data have been compared. It is shown that the quantile estimates $Q_q(T)$ of the maximum earthquakes in the future time interval T are preferable to the M_{\max} estimates for seismic risk problems.

Keywords: spatial structure of seismicity field, patches of seismic activity, seismic gaps, maximum regional magnitude, quantiles of maximum earthquakes in future interval T

УДК 550.34.01(550.343.6)

ОЦЕНКА СЕЙСМИЧЕСКОЙ СИТУАЦИИ В ЗОНЕ ВОСТОЧНОГО ПОБЕРЕЖЬЯ ЭГЕЙСКОГО МОРЯ ГРЕЦИИ ПЕРЕД ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЕМ С $M = 6.7$ (30.10.2020 г.)

© 2022 г. Г. А. Попандопуло*

Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН, г. Москва, Россия

*E-mail: gap@ifz.ru

Поступила в редакцию 11.04.2021 г.

После доработки 30.09.2021 г.

Принята к публикации 01.11.2021 г.

Проведены детальные исследования временных вариаций сейсмичности в зоне восточного побережья Эгейского моря Греции, где в окрестности о. Самос, 30.10.2020 г. произошло катастрофическое землетрясение с $M = 6.7$. Для анализа сейсмичности использовались: параметр b закона Гутенберга–Рихтера, величина выделенной сейсмической энергии в форме $\lg E^{2/3}$ и показатель сейсмической активности в виде $\lg N$. Результаты анализа показали, что перед исследуемым землетрясением уверенно выделяются аномалии сейсмических параметров, длительностью до 15 лет. Аналогичные аномалии продолжительностью около 4–6 лет наблюдаются перед 5-ю сильными землетрясениями с магнитудой $M \geq 5.5$, произошедшими в этом же регионе в течение последних 50 лет. Показано, что амплитуды временных аномалий увеличиваются, при приближении выборки землетрясений к глубинам очагов подготовки сильных событий. Делается вывод о том, что зависимость амплитуды временных вариаций сейсмических параметров от глубины может быть использована для оценки глубины очагов будущих сильных событий. Исследования временных вариаций сейсмичности в трех независимых сейсмоактивных регионах, в окрестностях о. Лесбос, о. Самос и о. Кос, показывают, что в период с 2010 по 2020 гг. перед тремя сильными землетрясениями с магнитудами $M \geq 6.1$, произошедшими в этих регионах, наблюдаются предвестники исследуемых параметров. Пространственно-временная последовательность возникновения этих событий объясняется на основе концепции образования сейсмической брешы в окрестности о. Самос. Делается предположение о детектировании деформационной волны в зоне восточного побережья Эгейского моря в период с 2005 по 2020 гг., фронт которой распространяется по направлению с ССЗ на ЮЮВ, со скоростью 40–50 км/год. Выдвигаются соображения о том, что в ближайшие годы (10–15 лет), в этом регионе на участке между о. Лесбос и о. Кос возникновение сильных землетрясений с $M \geq 6.1$ маловероятно. В то же время не исключено, что в ближайшие 2–3 года южнее о. Кос, в районе о. Родос, возможно возникновение сильного землетрясения с $M \approx 6.0$ –6.5.

Ключевые слова: сейсмичность, временные вариации сейсмичности, параметр b закона Гутенберга–Рихтера, сейсмическая энергия, прогноз землетрясений, оценка глубины прогнозируемого землетрясения.

DOI: 10.31857/S0002333722030061

1. ВВЕДЕНИЕ

Разрушительное землетрясение магнитудой $M = 6.7$ (магнитуда M) произошло 30.10.2020 г. на восточном побережье Эгейского моря, приблизительно в 14 км к северо-востоку от греческого острова Самос, на глубинах в диапазоне от 2 до 8 км. Землетрясение вызвало большие разрушения как на самом острове, так и на обширной территории западного побережья Турции. Особенно пострадал г. Измир — третий по численности город Турции. Здесь было разрушено более 20 домов, сотни людей остались без крова, а вызванное этим землетрясением цунами накрыло прибрежные тер-

ритории. В г. Сеферихисаре, расположенном в 50 км к югу от г. Измира, цунами затопило несколько городских кварталов. В результате землетрясения, в Турции погибли 111 человек и 1035 человек было ранено. В Греции на о. Самос погибли два подростка, еще десять человек получили ранения.

Известно, что в районе о. Самос возникновение сильных землетрясений, приводящих к значительным ущербам, не редкость, о чем свидетельствуют как исторические записи, так и инструментальные наблюдения. Эпицентры сильных землетрясений возникали как на суше, так и в прибрежной зоне

Эгейского моря [Tan et al., 2014]. В качестве последнего значительного события известно землетрясение 1904 г. с $M = 6.8$, в результате которого был нанесен серьезный ущерб городам и деревням на северо-западном побережье Турции. Отсюда следует, что произошедшее катастрофическое землетрясение с $M = 6.7$ (30.10.2020 г.) является одним из наиболее значимых событий, зарегистрированных в регионе за период более чем 100 лет, и для которого имеются инструментальные наблюдения. Все это предоставляет уникальную возможность ученым, связанным с науками о Земле, исследовать проявление предвестников различных геофизических и сейсмологических параметров перед этим событием.

Настоящая работа посвящена анализу пространственно-временных вариаций сейсмичности в восточной части Эгейского моря с целью оценки сейсмической опасности в период, предваряющий это катастрофическое землетрясение. Исследования проводились в зоне, включающей окрестности о. Самос и близлежащих регионов, охватывающих территории о. Лесбос и о. Кос. Для описания сейсмичности нами использовались параметр закона Гутенберга–Рихтера b -value (или просто b) [Ishimoto, Iida, 1939; Gutenberg, Richter, 1944], величина выделенной сейсмической энергии, представленной как $\lg E^{2/3}$ [Keylis-Borok, 1959], и величина сейсмической активности, определяемая как логарифм числа землетрясений $\lg N$.

Известно, что одна из основных характеристик сейсмичности описывается уравнением закона Гутенберга–Рихтера (ГР):

$$\lg N = a - bM, \quad (1)$$

где: $\lg N$ — логарифм числа землетрясений с магнитудами M (или $\geq M$ для кумулятивного распределения); a и b — параметры. Параметр a характеризует величину сейсмической активности региона наблюдения, а b это угол наклона прямой правой части частотно-магнитудного распределения (ЧМР) землетрясений. Наибольший интерес для сейсмологов представляет параметр b .

С физической точки зрения величина b в уравнении (1) показывает соотношение числа землетрясений малых и больших магнитуд в заданном интервале времени, в фиксированном районе выборки. Высокие значения b характеризуют относительно небольшое число землетрясений больших магнитуд, а, соответственно, низкие значения этого параметра свидетельствуют об обратном, т.е. об относительно большем количестве землетрясений больших магнитуд. Отсюда вытекает одно из фундаментальных свойств этого параметра: поскольку магнитуда землетрясений пропорциональна размерам длин разрывных нарушений, то, в случае пространственного распре-

деления, величина b характеризует степень раздробленности (неоднородности) земной коры. В случае же временных вариаций, этот параметр свидетельствует об изменениях тектонических напряжений в земной коре [Mogi, 1962; Scholz, 1968; Morigi, Abercrombie, 1997; Schorlemmer et al., 2004a; 2004b; 2005; Попандопуло, Баскутас, 2011; Попандопуло, 2018; 2020]. Параметр выделенной сейсмической энергии $\lg E^{2/3}$ отражает текущую сейсмотектоническую деформацию земной коры [Keilis-Borok, 1959; Садовский, Писаренко, 1983]. И, наконец, третий параметр $\lg N$ характеризует сейсмическую активность региона наблюдения и, по сути, пропорционален величине параметра a уравнения (1).

Для вычисления перечисленных параметров используется компьютерная программа FastBEE, позволяющая на цифровой карте региона наблюдения определять область исследования, задавать параметры выборки землетрясений, выводить на экран компьютера ЧМР землетрясений, строить карты эпицентров, поперечный разрез сейсмичности и проводить пространственно-временное картирование величин минимальной представительной магнитуды M_c и трех упомянутых параметров [Papadopoulos, Baskoutas, 2009; Попандопуло, Баскутас, 2011; Попандопуло, 2018; 2020].

В качестве исходных данных выбран каталог землетрясений Греции, созданный Геодинамическим Институтом Национальной Обсерваторией Афин (Geodynamic Institute of National Observatory of Athens — GINOA), который содержит более 320 тысяч событий, зарегистрированных с 01.05.1964 по 01.11.2020 гг. Данный каталог находится в свободном доступе по адресу <http://www.gein.noa.gr>

2. ЭЛЕМЕНТЫ ТЕКТониКИ РЕГИОНА ИССЛЕДОВАНИЯ

Территория Эгейского моря и Западной Анатолии является одним из наиболее сейсмоактивных регионов Восточного Средиземноморья (рис. 1). Этот регион альпийско-гималайского пояса, с его геодинамическими процессами, представляет собой современную природную лабораторию, позволяющую исследовать различные проблемы геологии и геофизики [Jackson, 1994; Papazachos, 1999; Karakostas et al., 2010].

Большая часть Эгейского моря относится к фрагменту евразийской континентальной плиты, называемой Эгейской микроплитой (рис. 1). На севере она примыкает к главной евразийской континентальной плите, а на востоке — к Анатолийской плите. На юге Эгейской микроплиты сталкивается с Африканской тектонической плитой. Доминирующей геотектонической особенностью данного региона является субдукция литосферы Восточного Средиземноморья (Eastern

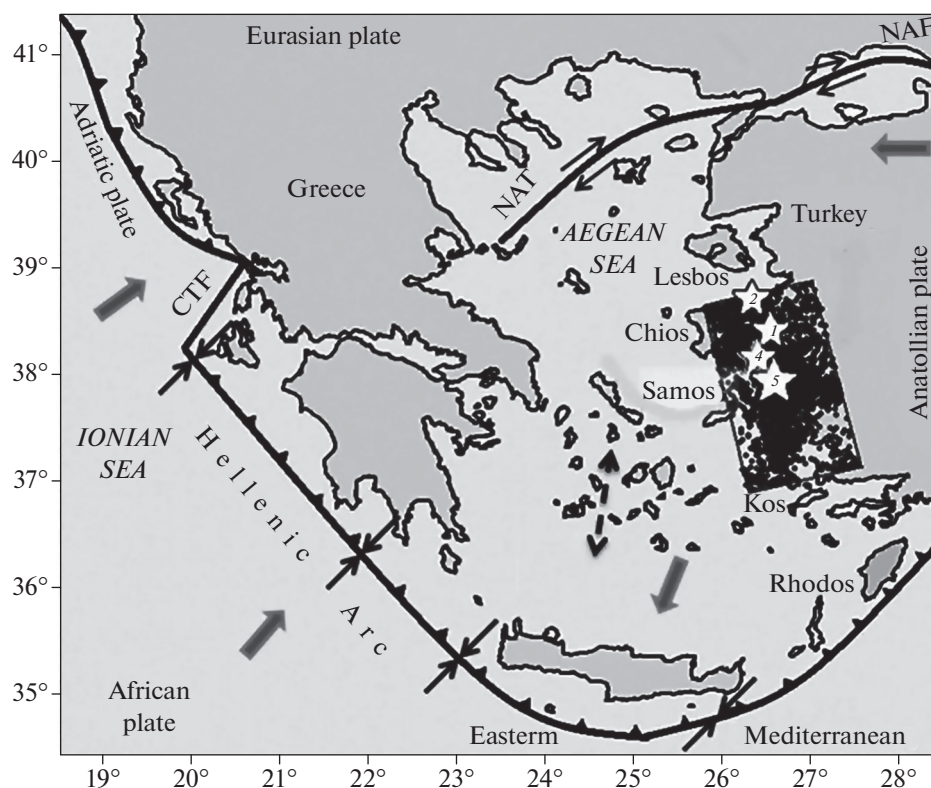


Рис. 1. Восточно-Средиземноморский регион с основными активными границами и относительным движением тектонических плит. Район исследования обозначен прямоугольной областью. NAF – Северо-Анатолийский разлом (North Anatolian Fault); NAT – Северо-Эгейский прогиб (North Aegean Trough); CTF – трансформный разлом Кефалонии (Cephalonia Transform Fault), Hellenic Arc (Греческая дуга) – зона погружения Африканской плиты под Эгейскую плиту. Стрелками показаны относительные движения тектонических плит по разломам. Толстые серые стрелки указывают направления движения тектонической плит. Пунктирная стрелка – направление внутренней деформации (растяжения) Эгейского региона. Звездочки – землетрясения с магнитудой $M \geq 5.5$.

Mediterranean) под Эгейское море вдоль Греческой дуги (Hellenic arc) и связанной с ней зоны Беньофа [Papazachos, Comninakis, 1971].

Анатолийская плита (Anatolian Plate) движется на запад вдоль разлома Северная Анатолия (NAF – North Anatolian Fault). Это правостороннее движение вдоль NAF продолжается вдоль Северного Эгейского прогиба (NAT – North Aegean Trough) и его южных рукавов [McKenzie, 1972; 1978]. Механизмы очагов землетрясений показывают, что деформация Эгейского моря обусловлена расширением земной коры в направлении с севера на юг, с преобладанием разломов, имеющих сбросовый характер [Scordilis et al., 1985; Papazachos, Delibasis, 1969; Papazachos et al., 1998].

Непосредственно зона исследования, в окрестности о. Самос, занимает восточную часть Эгейской микроплиты, сильно деформированную областью растяжения, с компонентами движения в юго-западном направлении. Тектоника этой области определяется зоной перехода Анатолийской плиты к Эгейской по границе, которая проходит вдоль центральной и южной части побережья

Турции, включающей соседние греческие острова [Papazachos, 1999].

3. МЕТОДИКА И АЛГОРИТМ ВЫЧИСЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ СЕЙСМИЧНОСТИ

3.1. Краткое описание алгоритма FastBEE

В программе FastBEE упомянутые параметры сейсмичности определяются следующим образом:

Параметр b вычисляется по методу максимального правдоподобия с использованием формулы, предложенной в работах [Utsu, 1965; Aki, 1965]:

$$b(t) = \frac{\lg e}{\bar{M}(t) - (Mc - \Delta M/2)}, \quad (2)$$

где: e – натуральное число; Mc – минимальная представительная магнитуда; $\bar{M}(t)$ – средняя магнитуда землетрясений, полученная по выборке данных землетрясений во временном окне сглаживания w для $M \geq Mc$; ΔM – величина ячейки группирования (*binned*) магнитуды, в нашем слу-

чае $\Delta M = 0.1$. Среднеквадратическая погрешность величины b вычисляется согласно модифицированной формуле, предложенной [Shi, Bolt, 1982]:

$$\sigma_b = 2.30b^2 \sqrt{\sum_{i=1}^n (M_i - \bar{M})^2 / n(n-1)}. \quad (3)$$

Параметр выделенной сейсмической энергии $\lg E^{2/3}$ представлен в виде логарифма средней сейсмической энергии, выделенной в единице времени:

$$\lg E^{2/3} = \lg \left(\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n E_i^{2/3} \right), \quad (4)$$

где: n – число землетрясений во временном окне осреднения; E_i – энергия i -го землетрясения с магнитудами $M \geq M_c$, определяемая по формуле $E = 10^{1.5M + 4.8}$ [Gutenberg, Richter, 1956].

Сейсмическая активность $\lg N$ представляется как логарифм числа землетрясений N с магнитудами $M \geq M_c$, произошедшими в единицу времени (во временном окне осреднения). Имея в виду, что число землетрясений во времени описывается распределением Пуассона и среднеквадратическая ошибка вычисления n определяется по формуле $\sigma_N = \sqrt{N}$, можно определить среднеквадратическую ошибку логарифма числа землетрясения, которая будет равна дифференциалу этой функции: $\sigma_{\lg N} = 0.4343/\sqrt{N}$.

3.2. Метод средней точки для определения величины минимальной представительной магнитуды M_c

Как видно из формулы (2), одним из важных и необходимых условий вычисления величины b , является знание минимальной представительной магнитуды M_c , которая, как известно, является характеристикой системы наблюдения, и отражается в данных каталога землетрясений. В литературе известны множество методов оценки M_c [Смирнов, 1997; Wiemer, Wyss, 2000; 2002; Woessner, Wiemer, 2005; Papadopoulos, Baskoutas, 2009; Mignan, Woessner, 2012]. В то же время, признано, что использование ЧМР землетрясений для оценки величины M_c , вероятно, является самым простым и надежным способом [Wiemer, Wyss, 2000].

Отметим, что практически во всех компьютерных программах процедура определения величины M_c скрыта от пользователя и процесс вычисления определяется только математическими моделями, используемыми в алгоритмах. В результате пользователь полностью зависит от выбранного алгоритма и модели вычисления параметра M_c . Более того, при изменении параметров выборки землетрясений по глубине, площади или временному интервалу, величина M_c варьирует и тем са-

мым пользователь не уверен в сохранении этой величины, а значит и в правильности результатов исследований. В отличие от этого, в используемой программе FastBEE величина M_c определяется в диалоговом режиме, и на протяжении всего процесса исследования пользователь осуществляет контроль и корректировку этой величины.

Процедура определения M_c заключается в следующем: при начальном запуске программы на экран компьютера выводится дискретное и кумулятивное ЧМР землетрясений (рис. 2). Цифровое представление ЧМР позволяет в интерактивном режиме непосредственно на экране компьютера визуально определить величину M_c . Как известно, точка M_c соответствует точке на оси магнитуд ЧМР, при которой наблюдается максимум числа событий при загибе кривой, характеризующей начало линейного падения логарифма числа землетрясений.

Отметим, что при любой наперед заданной величине M_c величины параметров a и b закона ГР определяются согласно формулам (2) и (1). Однако для вычисления реальной величины b необходимо определить такую точку M_c , при которой правый край экспериментальных данных ЧМР землетрясений был бы наилучшим образом аппроксимирован прямой уравнения (1). Напомним, что одним из условий проведения прямой на плоскости является знание по крайней мере двух величин: угла наклона прямой и одной точки на плоскости. В нашем случае, угол наклона прямой b вычисляется по формуле (2), а в качестве второго параметра используется точка на ЧМР землетрясений с координатами, равными средним значениям $\lg \bar{N}$ и \bar{M} , которые вычисляются для магнитуд $M \geq M_c$. Таким образом, вычисляя величину b и среднюю точку $(\lg \bar{N}, \bar{M})$ на каждом шаге перебора M_c , мы можем подобрать такое значение M_c , при которой прямая уравнения (1) будет наилучшим образом аппроксимировать правый край ЧМР. Критерием окончательного выбора точки M_c является такая точка M_{c_k} на оси магнитуд, при которой наблюдается наивысший коэффициент корреляции между экспериментальными данными и аппроксимирующей прямой уравнения (1). Конкретный пример такого построения представлен на рис. 2.

Экспериментальным способом установлено, что при правильном определении M_c , коэффициент корреляции r , как правило, больше 0.95. Обычно, для определения M_c и b для одной выборки, необходимо 2–3 итерации, что занимает около 5–10 с. Точность визуального определения величины M_c определяется величиной шага ячейки группирования (*binned*), используемой при построении ЧМР и равна половине ее величины. В нашем случае величина ячейки группирования $\Delta M = 0.1$, что указывает на то, что точность вы-

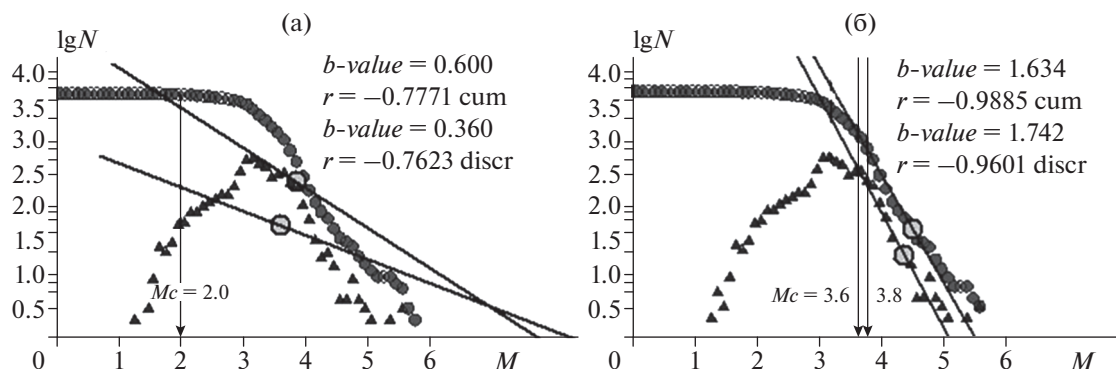


Рис. 2. Кумулятивное (круги) и дискретное (треугольники) частотно-магнитудное распределение (ЧМР) землетрясений, произошедших в районе о. Самос в период с мая 1965 г. по ноябрь 2020 г. (рис. 1). Пример визуального определения величины представительной магнитуды M_c при использовании программы *FastBEE*: (а) – первая итерация (по умолчанию) при величине $M_c = 2.0$; (б) – вторая итерация при выбранной величине $M_c = 3.6$; b -value- (или b) – величина угла наклона прямой графика повторяемости; r – коэффициент корреляции между экспериментальными данными и аппроксимирующей прямой, проведенной через среднюю точку $\lg N$ и M с углом наклона, равным b .

числения параметра M_c составляет ± 0.05 [Лукк, Попандопуло, 2012; Попандопуло, Лукк, 2014].

Здесь уместно провести сравнение способа оценки величина M_c методом *средней точки* (СТ) с широко используемым методом (*GFT – goodness-of-Fit*)), предложенным в работе [Wiemer, Wyss, 2000]. Идея предложенного *GFT*-метода заключается в подгонке такого синтетического распределения, основанного на степенном законе, с коэффициентами (a , b и M_c), которое наилучшим образом соответствовало бы наблюдаемому ЧМР землетрясений. В то же время авторы упомянутой работы допускают, что в некоторых случаях ЧМР слишком изогнуты или бимодальны, чтобы получить удовлетворительную подгонку для соответствия простому степенному закону. Это может быть обусловлено сильной пространственной и временной неоднородностью данных каталога землетрясений или различными физическими процессами, происходящими в земной коре.

Сравнивая алгоритм метода СТ с методом *GFT*, можно заметить, что по сути это два идентичных метода, где аппроксимирующая прямая в методе СТ заменяет прямую линейного синтетического распределения степенного закона в методе *GFT*. Однако подход, используемый в программе *FastBEE*, имеет некоторое преимущество, поскольку, во-первых, более простой с точки зрения вычислительных процедур и, во-вторых, позволяет визуально контролировать форму ЧМР в каждом конкретном случае и избежать ошибок, вызванных плоскими или биномиальными распределениями наблюдаемых ЧМР землетрясений [Popandopoulos, Chatziioannou, 2014; Попандопуло и др., 2016]

3.3. Построение и фильтрация временных рядов

В алгоритме *FastBEE* процедура построения временных рядов состоит из двух этапов. На первом этапе создается временный файл каталога землетрясений, относящийся к району исследования, определяется величина M_c и вычисляются средние значения величин a и b за исследуемый период времени. Затем создаются массивы сумм месячных значений для каждого из исследуемых параметров. Так, для вычисления параметра b используется один двумерный массив месячных значений ЧМР землетрясений:

$$FMD(t, j) = \sum_{i=1}^{n(t)} \sum_{j=1}^K k_{i,j},$$

где: $FMD(t, j)$ – ЧМР землетрясений в одном месяце; t – порядковый номер месяца с начала момента исследования; j – порядковый номер ячейки (*binned*) группирования магнитуд; $n(t)$ – число землетрясений в месяце; $k = \text{int}(M/\Delta M)$ – номер ячейки группирования, куда попало i -е землетрясение, равное целой части его магнитуды, деленной на размер ячейки $\Delta M (= 0.1)$; K – число ячеек группирования.

Для построения временных рядов выделенной сейсмической энергии $\lg E^{2/3}$ необходимо создание двухмесячных массивов:

$$SE(t) = \sum_{i=1}^{n(t)} E_i^{2/3}, n(t),$$

где: $SE(t)$ сумма месячных значений выделенной энергии землетрясений; t – порядковый номер месяца; i -порядковый номер землетрясения в месяце; $n(t)$ – число землетрясений в месяце t .

Для построения массивов величины сейсмической активности $\lg N(t)$ используются массив

Таблица 1. Список землетрясений с $M \geq 5.5$, произошедших в окрестностях о. Самос (рис. 1) с мая 1965 г. по ноябрь 2020 г. в диапазоне глубин 0–45 км

№	Дата год. мес. день	Широта (сш.), град.	Долгота (вд.), град.	Глуб H , км	Магн. ML
1	1969.04.06	38.400	26.800	10	5.5
2	1979.06.14	38.700	26.600	10	5.5
3	1992.11.06	38.090	27.190	39	5.7
4	2005.10.17	38.130	26.590	29	5.6
5	2005.10.20	38.150	26.250	25	5.6
6	2020.10.30	37.924	26.810	02	6.7

$\lg(n(t))$ – состоящий из логарифма суммы месячных чисел событий.

Создание сумм месячных массивов позволяет при помощи рекуррентных соотношений проводить построение временных рядов с одновременным сглаживанием и статистической оценкой текущих средних значений в любом временном окне w , кратном одному месяцу.

На втором этапе проводится осреднение и фильтрация месячных значений в выбранном окне сглаживания w . Известно, что использование простой процедуры сглаживания равносильно процессу фильтрации временного ряда фильтром прямоугольной формы. С целью подавления побочных лепестков сглаживания, автоматически возникающих при такой фильтрации, производится вторичная фильтрация временных рядов фильтром треугольной формы с тем же временным окном сглаживания w . Фильтр треугольной формы, как известно, является фильтром низких частот, который без искажения пропускает сигналы с периодами, равными интервалу более половины окна сглаживания, и практически не имеет побочных эффектов [Bath, 1974].

Подчеркнем, что при первоначальном осреднении (сглаживании) значения на выходе фильтра приписываются к концу временного окна сглаживания, в то же время, при вторичной фильтрации – фильтром треугольной формы, значения на выходе приписываются уже к центру временного окна. При анализе необходимо иметь в виду, что в результате вторичной фильтрации, на графиках временных рядов возникает пустое пространство, между концом кривой и моментом окончания периода исследования.

3.4. Определение параметров района исследования и обработки данных землетрясений

Для адаптации программы FasBee к региону исследования создается векторный файл географических координат административных границ и основных геотектонических структур региона наблюдения, который выводится на экран компью-

тера (рис. 1). В интерактивном режиме задаются параметры выборки локального района (ЛР) исследования и параметры выборки данных землетрясений, а для построения временных рядов – временное окно сглаживания.

В процессе анализа, параметры выборки землетрясений, к которым относятся временной интервал исследования T , диапазон интересующих магнитуд M_{\min} и M_{\max} , интервал глубин очагов землетрясений H_{\min} и H_{\max} и временное окно сглаживания w варьируют.

Важно отметить, что длина временного окна сглаживания w зависит от сейсмической активности ЛР выборки, размер которой определяется путем подбора такой величины w , при котором минимальное число землетрясений N в текущем окне сглаживания на протяжении всего периода исследования, была бы больше 50. Известно, что величина $N \geq 50$ является необходимым критерием для надежной оценки точности вычисления b [Marzocchi, Sandri, 2004; Sandri, Marzocchi, 2007; Woessner, Wiemer, 2005; Mignan, Woessner, 2012]. Параметр длины окна сглаживания (фильтрации) также может меняться в зависимости от цели задачи исследования, при анализе длиннопериодных или короткопериодных вариаций сейсмических параметров. Здесь возникает неопределенность, чем больший размер ЛР выбирается, тем меньшая длина окна сглаживания w может быть использована, и наоборот.

Кроме того, вводится еще один важный параметр, определяющий порог минимальной магнитуды прогнозируемого землетрясения (МПЗ). Параметр МПЗ указывает на минимальную магнитуду такого сильного землетрясения, начиная с которого процессы подготовки событий больших или равных этой магнитуде, отражаются на временных рядах исследуемых параметров. Этот параметр, как правило, определяется по правому краю дискретного ЧМР землетрясений. Моменты возникновения сильных событий, равные или большие минимальной МПЗ, при построении графиков наносятся вертикальными стрелками на временную ось.

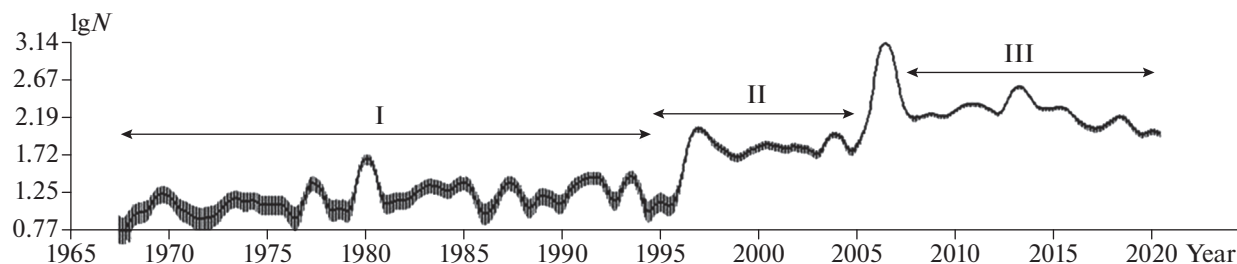


Рис. 3. График средних чисел землетрясений с магнитудой $M > 1.0$, построенный с временным окном сглаживания 9 месяцев с шагом 1 месяц в районе о. Самос (рис. 1); I, II и III — основные этапы развития сети сейсмических станций в Греции.

4. КРАТКАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА КАТАЛОГА ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЙ ГРЕЦИИ

Известно, что каталоги землетрясений, имеющие долговременную историю создания, являются крайне неоднородными с точки зрения минимальной представительности магнитуды M_c . Безусловно, что и каталог землетрясений Греции не является исключением. Начиная с момента его создания, с 1964 г., его характеристики постоянно улучшались. История развития системы сейсмологических наблюдений в Греции и изменения параметров каталога землетрясений (уменьшение величины M_c , вычисление координат эпицентра и глубины и т.д.), довольно детально описаны в работах [Papanastasiou, 2011; D'Alessandro et al., 2011; Chouliaras et al., 2013; Mignan, Chouliaras, 2014; Дещеревский, Сидорин, 2011; Popandopoulos, Chatziioannou, 2014; Попандопуло и др., 2016].

Согласно работам [Papanastasiou, 2011; Mignan, Chouliaras, 2014], с момента основания наблюдательной системы в Греции с 1964 г. выделяются три основных этапа развития:

(I) Переход в 1995 г. от аналоговых приборов к цифровым сейсмическим станциям.

(II) Создание с 2007 по 2011 гг. Объединенной Сейсмологической Сети Греции (Hellenic Unified Seismological Network — HUSN), состоящей более чем из 100 сейсмических станций вместо 35 существовавших ранее.

(III) В 2011 г. обновление программного обеспечения для обработки данных землетрясений.

Здесь необходимо вкратце рассмотреть влияние развития системы сейсмологических наблюдений Греции на качество каталога землетрясений в восточной части Эгейского моря. Локальный каталог таких землетрясений получен в результате выборки данных землетрясений из района, имеющего прямоугольную форму, размером 130×180 км с центром в эпицентре сильного события с $M = 6.7$ (30.10.2020 г.). Азимутальная ориентация района совпадает с эллипсом распределения плотности сейсмичности в этой зоне и

приблизительно соответствует направлению береговой линии Турции (рис. 1).

На рис. 3 представлен временной ряд логарифма чисел землетрясений $\lg N$ с магнитудой $M \geq 1.0$, произошедших в выбранном регионе с мая 1964 г. по ноябрь 2020 г. Кривая $\lg N$ получена путем осреднения данных временным окном 9 мес. с шагом 1 мес. Видно, что картина изменения чисел землетрясений $\lg N$ хорошо отражает упомянутые этапы развития системы наблюдения. На рис. 2 представлено дискретное и кумулятивное ЧМР землетрясений, произошедших в исследуемом районе за тот же период времени. Видно, что ЧМР имеет сложную структуру с явно выраженной двумодальной формой с максимумами магнитуд $M = 3.2$ и 3.6 . Кроме того, видна пологая область в диапазоне магнитуд от 2.0 до 3.0. Причина такой формы кривой кроется в наложении трех совокупностей данных землетрясений с различными величинами представительной магнитуды M_c , возникших в результате развития системы наблюдений в Греции. Так, например, пик, наблюдаемый при магнитуде $M_c = 3.6$, отражает общую минимально представительную магнитуду всего периода наблюдения с мая 1965 г. по ноябрь 2021 г. Основной максимум, наблюдаемый при $M \approx 3.2$, скорее всего отражает сейсмичность, регистрируемую на II и III этапах (рис. 3). И, наконец, пологая часть кривой ЧМР, в диапазоне магнитуд $\Delta M = 2-3$ отражает сейсмичность только III этапа, регистрируемую сетью HUSN после 2007 г., где разрешающая способность сети существенно улучшилась.

5. ВРЕМЕННЫЕ ВАРИАЦИИ СЕЙСМИЧНОСТИ В ОКРЕСТНОСТЯХ О. САМОС

Настоящая работа посвящена исследованию предвестников сейсмичности перед землетрясением с $M = 6.7$ (30.10.2020 г.). Анализ проводился путем построения временных рядов с различными параметрами выборки данных землетрясений путем варьирования минимальной представи-

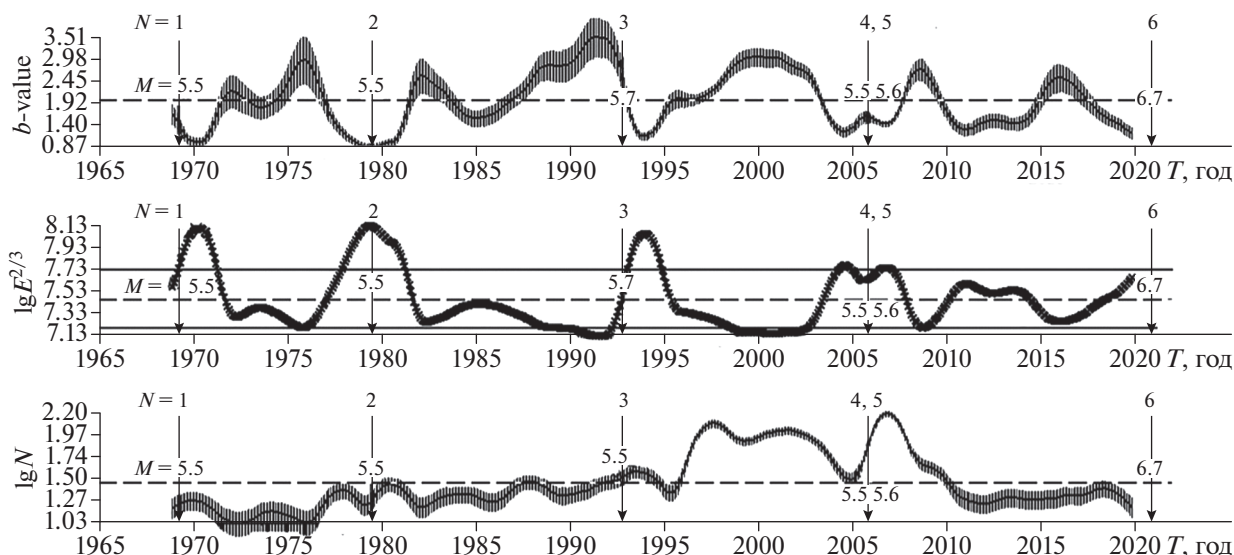


Рис. 4. Временные вариации b , $\lg E^{2/3}$ и $\lg N$ для землетрясений с $M \geq 3.6$, произошедших в диапазоне глубин 0–45 км, в окрестности о. Самос (рис. 1). Кривые построены с временным окном сглаживания данных 25 мес., с шагом 1 мес. Пунктирными линиями показаны долговременные средние величины. Вертикальными стрелками отмечены моменты возникновения землетрясений с магнитудой $M \geq 5.5$. Номера (N) и магнитуды (M) землетрясений соответствуют номерам и магнитудам, указанным в табл. 1. На кривых b и $\lg N$ вертикальными отрезками нанесена величина 1σ текущих средних значений, определенных в окне сглаживания. Для кривой $\lg E^{2/3}$ горизонтальными линиями по обе стороны от долговременных средних значений отмечен среднестатистический разброс данных 1σ текущих величин.

тельной магнитуды M_c , диапазона исследуемых глубин H_{\min} и H_{\max} и временного окна сглаживания w .

5.1. Временные вариации сейсмичности при различных величинах M_c и длине окна сглаживания w

На рис. 4 представлены временные вариации b , $\lg E^{2/3}$ и $\lg N$ для района о. Самос (рис. 1) во временном интервале с мая 1965 г. по ноябрь 2020 г. При построении временных рядов использовались землетрясения с магнитудами $M \geq (M_c = 3.6)$ (рис. 2б). Временные ряды строились путем осреднения с последующей фильтрацией данных землетрясений в диапазоне глубин $\Delta H = 0\text{--}45$ км, во временном окне сглаживания $w = 25$ мес. и с шагом в 1 месяц. Напомним, что в результате вторичной фильтрации возникло пустое пространство между окончанием временного ряда и моментом возникновения сильного землетрясения с $M = 6.7$ (см. разд. 3.3).

На графиках вертикальными стрелками отмечены моменты возникновения сильных землетрясений с магнитудой $M \geq M_{ПЗ}$, произошедших в пределах района выборки. За величину минимальной магнитуды прогнозируемого землетрясения ($M_{ПЗ}$), согласно ЧМР (рис. 2), принята величина $M = 5.5$. Номера стрелок (N) и магнитуды землетрясений (M) на графиках соответствуют

данным, указанным в табл. 1, а их эпицентры показаны на рис. 1.

Для кривых b и $\lg N$ величины доверительных интервалов 1σ показаны вертикальными отрезками для каждого временного окна сглаживания (разд. 3.1). На кривых $\lg E^{2/3}$ горизонтальными линиями по разные стороны от долговременных средних значений отмечен среднестатистический разброс данных $\pm 1\sigma$, который соответствует 70% интервалу доверия.

Результаты исследования, полученные ранее, при использовании описанной методики показали, что перед сильными землетрясениями с магнитудой $M \geq M_{ПЗ}$, наблюдаются аномалии параметра b “бухтообразной” формы выпуклые вверх (положительные аномалии). Причем за аномальные значения принимаются текущие значения b , превышающие ее средний уровень более чем на 1σ .

Важно отметить, что на первой стадии развития аномалии, т.е. при возрастании кривой b , превышающей средний уровень, возникновение сильного землетрясения крайне маловероятно, в то время как на второй стадии аномального процесса после прохождения кривой своего максимума и начала снижения, вероятность возникновения землетрясения велика [Попандопуло, 2020]. Возникновение сильных землетрясений возможно на протяжении всего периода падения кривой b , вплоть до достижения минимальных значений, которые могут выходить за рамки долговременных средних значений [Попандопуло, Баскутас,

2011; Попандопуло, 2018; 2020]. Анализ качества среднесрочного прогноза сильных землетрясений, при описанном подходе методики FastBEE, показал, что в 84% случаев появления наблюдаемых аномалий b в районах наблюдения заканчиваются сильными землетрясениями с $M \geq \text{МПЗ}$, а средняя вероятность успешного прогноза, с учетом ложных тревог и пропуска целей, составляет 71% [Попандопуло, 2020].

Поведение кривых $\lg E^{2/3}$ перед сильными землетрясениями показывает “бухтообразные” изменения, выгнутые вниз (отрицательные аномалии), величины которых выходят за нижний предел -1σ от величины долговременного среднего. В первом приближении картину временных вариаций $\lg E^{2/3}$ можно представить как зеркальное отражение кривых b . Однако корреляционное уравнение связи временных вариаций b и $\lg E^{2/3}$ имеет более сложный характер и хорошо аппроксимируется степенной функцией [Попандопуло, 2018]. Дальнейший анализ зависимости b и $\lg E^{2/3}$ выходит за рамки настоящей работы. В то же время, в первом приближении, можно сказать, что кривые $\lg E^{2/3}$ имеют противоположный характер проявления временных аномалий по сравнению с кривыми b .

Временные вариации величины $\lg N$ носят вспомогательный характер и только в особых случаях отражают процесс подготовки сильных землетрясений, выраженный в “бухтообразном” изменении кривой $\lg N$ выгнутом вниз (отрицательные аномалии). Как правило, амплитуды таких аномалий превышают величину 1σ [Попандопуло, Баскутас, 2011; Baskoutas, D’Alessandro, 2014; Попандопуло, 2018; 2020].

Данные, представленные на рис. 4, показывают, что за период исследования в районе о. Самос, в диапазоне глубин 0–45 км, произошло 6 землетрясений с $M \geq \text{МПЗ}$ (см. табл. 1). Видно, что в большинстве случаев перед сильными событиями наблюдаются описанные выше аномалии параметра b . Поведение кривой $\lg E^{2/3}$ перед сильными землетрясениями имеет “бухтообразное” понижение кривой вплоть до нижней долговременной отметки 1σ с последующим ее восстановлением, однако выражено менее четко. Как было упомянуто выше, кривая $\lg N$ не показывает четких предвестников сильных событий.

Рассматривая кривые параметра b , можно заметить, что перед землетрясением № 2 наблюдается 4-х летняя аномалия, перед землетрясением № 3, соответственно, 5-летняя, а перед землетрясениями № 4, № 5 длительность аномалии составляет порядка 6 лет. Наблюдаемая аномалия в течение 2008–2011 гг. формально может быть охарактеризована как ложная, а перед главным событием № 6 с $M = 6.7$ наблюдается пятилетняя аномалия относительно небольшой амплитуды. В результа-

те картина временных вариаций сейсмических параметров показывает, что практически перед всеми событиями с $M \geq \text{МПЗ}$ наблюдаются характерные аномалии b и $\lg E^{2/3}$ по форме, удовлетворяющей феноменологической модели подготовки сильных землетрясений, предложенной ранее в работах [Попандопуло, Баскутас, 2011; Попандопуло, 2018; 2020]. Как было упомянуто выше, момент возникновения сильного землетрясения наблюдается во второй половине аномального периода.

Анализируя кривую $\lg N$ (рис. 4), видно, что число событий, попадающих в выбранное окно сглаживания ($w = 25$ мес.), в период с 1965 по 1980 гг., в среднем, равно 19, в период 1980–1996 гг. равно 35 и с 1996 г. по ноябрь 2020 г., соответственно, равно 68. Известно, что минимальное число данных, необходимых для статистически надежной оценки b , должно быть не менее 50 [Wiemer, Wyss 2002; Marzocchi, Sandri, 2003; Sandri, Marzocchi, 2007]. Из этого следует, что к кривым, отражающим временные вариации b в период с 1965–1995 гг., необходимо относиться с осторожностью. В то же время, наблюдаемые закономерности временных изменений b и $\lg E^{2/3}$ перед сильными событиями дают определенную уверенность в объективности представленной картины. Более того, картина временных изменений после 1995 г., где среднее число данных в окне сглаживания превышает 50 (рис. 3), в целом, не меняет характер поведения кривых перед сильными землетрясениями, что может также косвенно свидетельствовать о надежности полученных результатов. И, наконец, видимая корреляция кривых b и $\lg E^{2/3}$ также может свидетельствовать об объективности наблюдаемых временных изменений исследуемых параметров.

При анализе кривой $\lg N$ ($M \geq 3.6$) возникает вопрос, требующий дополнительного исследования используемых данных. С одной стороны, для построения временных рядов использовались данные землетрясений с магнитудами $M \geq (M_c = 3.6)$, для которых M_c определена по ЧМР землетрясений во всем интервале исследования 1965–2020 гг. (рис. 2б), что должно свидетельствовать о том, что в этом промежутке времени все землетрясения с $M \geq 3.6$ были зарегистрированы без пропуска. В этом случае можно было ожидать некоторую стационарность кривой $\lg N$ с точки зрения долговременной составляющей временных вариаций землетрясений с $M \geq 3.6$ за 55-летний период наблюдения [Vox, Jenkins, 1970]. Но поведение $\lg N$ показывает некоторую корреляцию с этапами развития системы наблюдений в Греции, т.е. наблюдаемое изменение в 1995 и 2007 гг. (см. разд. 4), что, в принципе, противоречит предыдущему высказыванию о пропуске землетрясений с $M \geq 3.6$.

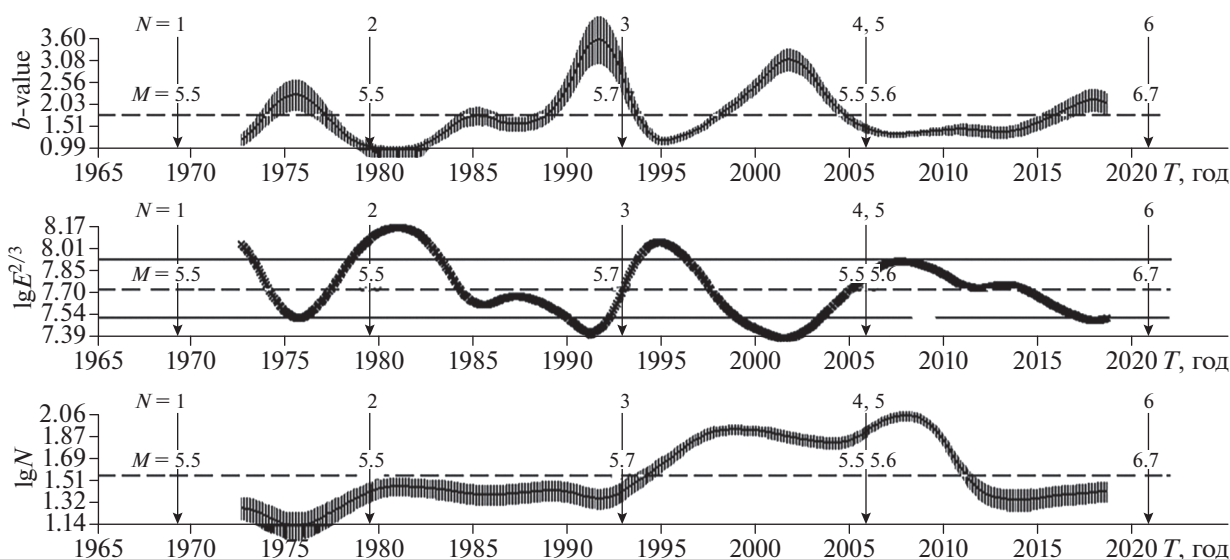


Рис. 5. Временные вариации b , $\lg E^{2/3}$ и $\lg N$ для землетрясений с $M \geq 3.8$, произошедших в диапазоне глубин 0–45 км, в окрестности о. Самос (рис. 1). Кривые построены с окном сглаживания данных 53 мес. с шагом 1 мес. Условные обозначения те же, что и на рис. 4.

Для разрешения этой неопределенности было проведено повторное построение временных рядов с другими параметрами выборки данных землетрясений. Во-первых, была увеличена, насколько это было возможно, минимальная представительная магнитуда до величины $M_c = 3.8$ (рис. 2б). Дальнейшее увеличение M_c приводило к отказу функционирования вычислительной программы FastBEE, по причине возникновения пустых окон осреднения. И, во-вторых, поскольку при увеличении M_c до 3.8 число данных землетрясений в окне осреднения ($w = 25$ мес.) уменьшилось, необходимо было его увеличение до $w =$

$= 53$ мес. Результаты построения временных рядов с новыми параметрами осреднения представлены на рис. 5.

Полученные кривые показывают незначительное увеличение амплитуд аномалий перед землетрясениями № 3 и № 4, № 5. Одновременно, наблюдается сглаживание амплитуды аномалии перед событием № 2 и № 6 с $M = 6.7$. Такая картина временных изменений является следствием увеличением длины окна сглаживания. Можно также заметить, что, в целом, картина временных вариаций чисел землетрясений $\lg N$ ($M \geq 3.8$) по сравнению с $\lg N$ ($M \geq 3.6$) существенно не изменилась, что может говорить о объективности полученных аномалий.

И, наконец, представляет интерес отдельное определение величины M_c для временного периода (I) с 1965 по 1995 гг. (рис. 3). График ЧМР землетрясений, представленный на рис. 6, показывает, что в упомянутом интервале времени величина $M_c = 3.6$, а это значит что эта величина действительна и для всего интервала исследования с мая 1965 г. по ноябрь 2020 г.

На основании проведенного анализа можно утверждать, что при выборе землетрясений с магнитудами $M \geq 3.6$ изменения, происходившие в системе сейсмологических наблюдений Греции, не влияют на результаты анализа, а наблюдаемые аномалии исследуемых параметров (рис. 4 и рис. 5) отражают процессы подготовки сильных землетрясений с $M \geq 5.5$ в исследуемом регионе.

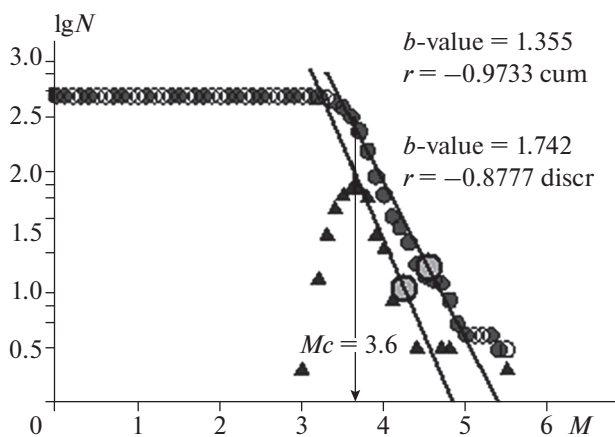


Рис. 6. Частотно-магнитудное распределение (ЧМР) землетрясений, произошедших в районе о. Самос в период с мая 1965 г. по январь 1995 г. (рис. 1). Условные обозначения те же, что и на рис. 2.

5.2. Временные вариации в различных диапазонах глубин ΔH

Ранее проведенные исследования в Гармском районе Таджикистана показали, что картина временных вариаций параметра b неоднородна с глубиной и зависит от местоположения гипоцентра очага подготовки сильного землетрясения [Попандопуло, 2020]. Рассматривая таблицу сильных землетрясений с $M \geq 5.5$, произошедших в районе исследования в окрестности о. Самос, видно, что гипоцентры этих землетрясений находятся в диапазонах глубин от 2 до 39 км. В связи с этим, интерес представляет анализ временных вариаций исследуемых параметров в различных диапазонах глубин. Для этой цели, в качестве минимальной представительной магнитуды была принята величина $M_c = 3.2$, которая появляется на первом максимуме в ЧМР землетрясений, построенном в период с января 1995 г. по ноябрь 2020 г. (рис. 7). Выбор этой величины M_c дает возможность увеличить число событий в выборке данных землетрясений, с одновременным делением земной коры на сейсмоактивные слои.

На рис. 8а, 8б представлены временные вариации исследуемых параметров по данным землетрясений из двух диапазонов глубин $\Delta H_1 = 0-23$ км и $\Delta H_2 = 0-18$ км. Анализ представленных кривых показывает, что временные вариации сейсмических параметров, полученные в двух диапазонах глубин, имеют устойчивую картину. Отметим, что дальнейшее уменьшение диапазона глубин не представлялось возможным по причине недостатка данных. Кривые, представленные на рис. 8а, 8б показывают, что аномалии b и $\lg E^{2/3}$ в исследуемых диапазонах глубин наблюдаются только в периоды, предшествующие двум сильным событиям № 2 и № 3 (событие № 3 на рис. 8а, 8б соответствует событию № 6 на рис. 4, рис. 5). Четырехлетняя аномалия небольшой амплитуды, слегка превышающая 1σ , наблюдается также перед землетрясением, произошедшим 06.11.1992 г. с $M = 5.7$ на глубине 39 км (см. табл. 1), гипоцентр которого выходит за пределы выбранного диапазона глубин землетрясений 0–23 км.

В то же время, в период с 1995 по 2005 гг., т.е. в течение 10 лет, мы не наблюдаем существенных изменений параметров b и $\lg E^{2/3}$, и одновременно с этим, в этот период времени в исследуемом диапазоне глубин не возникает сильных событий с $M \geq 5.5$ (см. табл. 1). Видно, что величина максимальной амплитуд временных изменений параметра b для глубин ΔH_2 (рис. 8б) больше, чем для ΔH_1 (рис. 8а), так, например, максимальные значения b для ΔH_2 равно 2.5, в то время как для ΔH_1 равно 1.88 соответственно. Видно, что такое значительное увеличение амплитуд наблюдается в период, предшествующий катастрофическому землетрясению № 3 с $M = 6.7$.

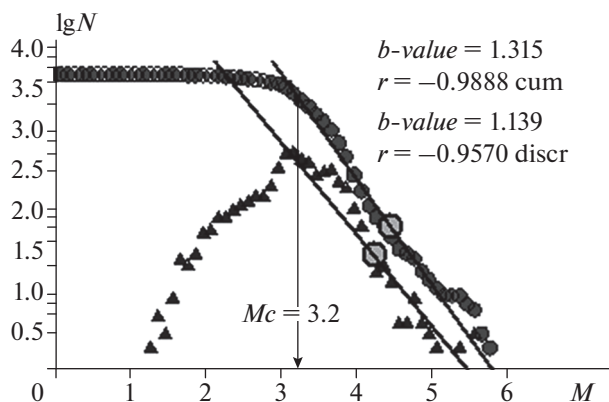


Рис. 7. Определение минимальной представительной магнитуды $M_c = 3.2$ для землетрясений, произошедших в районе о. Самос в период с января 1995 г. по ноябрь 2020 г. (рис. 1). Условные обозначения те же, что и на рис. 2.

Длительность аномалий параметров b перед землетрясением № 3 (рис. 8) хорошо прослеживается, начиная с 2005 по 2020 гг., т.е. на протяжении 15 лет. Кроме того, примерно в этот же период времени в этих диапазонах глубин перед землетрясением № 3 надежно выделяются аномалии на кривых $\lg N$, которые указывают на значительное уменьшение сейсмической активности землетрясений с $M \geq 3.2$ в исследуемом районе. Данный феномен хорошо известен в сейсмологии как эффект сейсмического затишья, наблюдаемый во многих регионах мира (напр. [Нерсесов и др., 1976; Тейтельбаум, Пономарев, 1983]). Формальное начало аномалии $\lg N$ можно определить, начиная с 2011 г. Однако видно, что в период с 1995 по 2020 гг., при улучшении наблюдательной системы Греции (рис. 3), кривые $\lg N$ находятся выше долговременных средних значений, и на самом деле процесс зарождения аномалии $\lg N$ мог начаться в 2008 г.

Большой интерес представляет сравнение кривых исследуемых параметров для диапазонов глубин $\Delta H = 0-45$ км (рис. 4 и рис. 5), с соответствующими кривыми для диапазонов глубин $\Delta H_1 = 0-23$ км и $\Delta H_2 = 0-18$ км (рис. 8а, 8б). На рис. 4 и рис. 5 отчетливо выделяются аномалии b и $\lg E^{2/3}$ перед сильными землетрясениями № 3, и № 4, № 5, однако в период, предшествующий тем же землетрясениям, на рис. 8а, 8б таких изменений не обнаружено. Аналогичную картину можно наблюдать и в период, предшествующий землетрясениям № 2 и № 6 (№ 3 на рис. 8). Здесь на рис. 4 и рис. 5 мы видим относительно небольшое изменение параметра b в диапазоне глубин 0–45 км и значительные изменения параметров b , $\lg E^{2/3}$ и $\lg N$ в диапазонах глубин на $\Delta H_1 = 0-23$ км и $\Delta H_2 = 0-18$ км (рис. 8а, 8б).

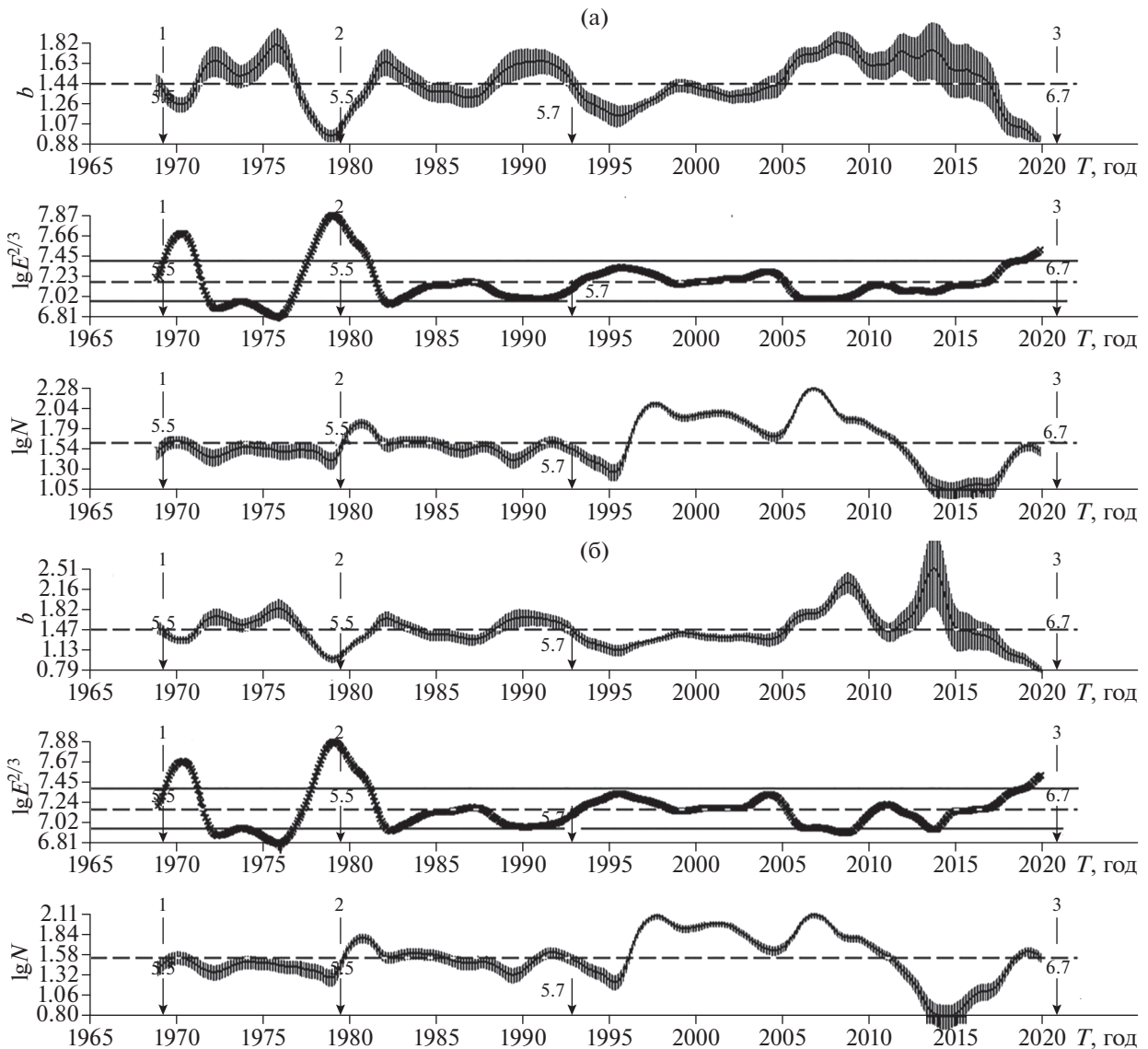


Рис. 8. Временные вариации b , $\lg E^{2/3}$ и $\lg N$ для землетрясений с $M \geq 3.2$, произошедших в диапазоне глубин $\Delta H_1 = 0$ –23 км (а) и $\Delta H_2 = 0$ –18 км (б), в период с мая 1965 г. по ноябрь 2020 г. в окрестности о. Самос (рис. 1). Временное окно сглаживания $w = 25$ мес., шаг 1 мес. Условные обозначения те же, что и на рис. 4.

Рассматривая данные, представленные в таблице, видно, что гипоцентры событий № 3 и № 4, № 5 находятся в нижних слоях земной коры на глубинах 39, 29 и 25 км соответственно. В то же время, землетрясения № 2 ($H = 10$ км) и № 6 (№ 3 на рис. 8) ($H = 2$ –10) произошли на небольших глубинах. Все это говорит о том, что аномалии сейсмических параметров выделяются в диапазонах глубин, близких к глубинам очагов подготовки сильных землетрясений. В результате, аномалии перед землетрясениями № 3 ($H = 39$) и № 4, № 5 ($H = 29.25$) хорошо прослеживаются в диапазонах глубин 0–45 км и мало заметны в верхних слоях 0–23 км. В то же время, землетрясения № 2 и главное

сильное событие № 6 с $M = 6.7$ находятся в приповерхностной зоне, и поэтому аномалии хорошо выделяются в верхних диапазонах глубин 0–23 и 0–18 км.

Отсюда следует, что при анализе временных вариаций выбранный диапазон глубин играет роль фильтра и при определенных условиях может или увеличивать, или уменьшать амплитуды аномалий сейсмических параметров. Так, видно, что использование общего диапазона глубин 0–45 км нивелирует эффекты, происходящие в верхних слоях земной коры, в то время как в верхних диапазонах глубин 0–18 км, где происходила подготовка сильных землетрясений с $M = 6.7$, на-

блюдается усиление амплитуд временных аномалий сейсмических параметров.

На основании проведенного анализа можно сказать, что мониторинг сейсмических параметров в различных диапазонах глубин позволяет более надежно выделять их аномальные проявления и, тем самым, оценивать глубины будущих сильных событий.

5.3. Временные вариации сейсмичности в трех независимых локальных районах

Особый интерес представляет анализ поведения сейсмических параметров в районах, расположенных вблизи исследуемой зоны. Такой анализ, с одной стороны, позволит проверить статистическую значимость результатов как результат эксперимента, полученный при использовании независимых выборок, а с другой стороны, при таких исследованиях можно получить представление о геодинамических процессах в обширной зоне в период, предшествующий возникновению сильного землетрясения с $M = 6.7$ (30.10.2020 г.).

Для проведения такого эксперимента были выбраны дополнительно два локальных района (ЛР), расположенных к северу и к югу от исследуемого района в окрестности о. Самос (рис. 9). Первый из них ЛР (а), размером 100×110 км, включает о. Лесбос, где 12.06.2017 г. произошло сильное землетрясение с $M = 6.1$; второй ЛР (в), размером 90×110 км расположен в окрестности о. Кос, где 20.07.2017 г. произошло также сильное землетрясение с $M = 6.2$. Первоначально исследуемый район (рис. 1) в окрестности о. Самос был уменьшен до размера 95×100 км – ЛР (б).

Для каждого ЛР определялась величина M_c по землетрясениям, произошедшим во временном интервале с января 1995 г. по ноябрь 2020 г. Уменьшение интервала исследования обусловлено стремлением к увеличению статистики данных, наблюдаемой с 1995 г. (рис. 3). Графики ЧМР землетрясений и определение M_c для трех независимых ЛР представлены на рис. 9. Видно, что величины M_c для ЛР (а), (б) и (в), близки и равны 2.9, 3.0 и 3.1 соответственно.

На рис. 10–рис. 12 представлены временные изменения b , $\lg E^{2/3}$ и $\lg N$ соответственно для трех районов выборки. Кривые (а), (б), (в) на рис. 10–рис. 12 соответствуют районам (а), (б) и (в) на рис. 9. На рис. 10–рис. 12 показаны фрагменты временных изменений исследуемых параметров в интервале с января 1995 г. по ноябрь 2020 г., взятые из временных рядов общего периода наблюдения с мая 1965 г. по ноябрь 2020 г. Кривые получены по землетрясениям, произошедшим в диапазоне глубин 0–20 км, с магнитудами $M \geq M_c$, определяемыми для каждого ЛР. Построение временных рядов проводилось путем осреднения данных во вре-

менном окне сглаживания 27 мес. со сдвигом в 1 мес. и с последующей их фильтрацией фильтром треугольной формы с тем же временным окном (см. разд. 3.3).

При рассмотрении кривых временных изменений параметра b (рис. 10) видно, что перед тремя сильными землетрясениями с $M \geq 6.1$, произошедшими в трех ЛР (а), (б), (в), наблюдаются значимые временные аномалии продолжительностью от 7 до 10 лет. Как и наблюдаемые ранее, кривые на рис. 4 и рис. 5, временные аномалии параметра b имеют “бухтообразную” форму, выпуклую вверх.

Для ЛР (а) наиболее ярко аномалия проявляется в течение 2010–2017 гг., для ЛР (б) аналогичная аномалия наблюдается в период с 2011 по 2020 гг., и для ЛР (в), соответственно, в период 2014–2017 гг. Подчеркнем, что признаком окончания аномалии параметра b является достижение минимальных значений кривой и их переход в плато или к возрастанию [Попандопуло, 2018]. Такая картина хорошо прослеживается на кривых (а) и (в), где в 2017 г. в этих районах произошли сильные землетрясения. В то же время видно, что наблюдаемая аномалия на кривой (б) продолжала уменьшаться до тех пор, пока не произошло сильное землетрясение с $M = 6.7$. Такое поведение кривых косвенно свидетельствует о том, что временные изменения изучаемых параметров отражают процессы подготовки сильных землетрясений.

При рассмотрении кривых, представленных на рис. 11 видно, что параметр выделенной сейсмической энергии $\lg E^{2/3}$ имеет отрицательные “бухтообразные” аномалии, предвещающие сильные землетрясения во всех исследуемых ЛР. Аномалии $\lg E^{2/3}$ представляются как их зеркальное отображение на кривых b (рис. 10). В целом, в пределах аномального периода, начиная с 2005 г., видны незначительные волнообразные колебания, синхронные с кривыми b на рис. 10. Отметим, что параметры $\lg E^{2/3}$ и b с точки зрения алгоритма их вычисления являются независимыми величинами, и их видимая корреляция также свидетельствует о надежности полученных результатов.

Особый интерес представляет рассмотрение временных вариаций активности землетрясений $\lg N$ ($M \geq M_c$), представленных на рис. 12. Хорошо видно, что здесь наблюдаются “бухтообразные” изменения этого параметра перед сильными землетрясениями с $M \geq 6.1$, для всех выбранных районов. Однако продолжительность и начало аномалий несколько отличаются от кривых, представленных на рис. 10 и рис. 11. В целом, аномалии $\lg N$ несколько запаздывают, т.е. смещены вправо по отношению к началу возникновения аномалий параметров b и $\lg E^{2/3}$. Начало аномалий $\lg N$ начи-

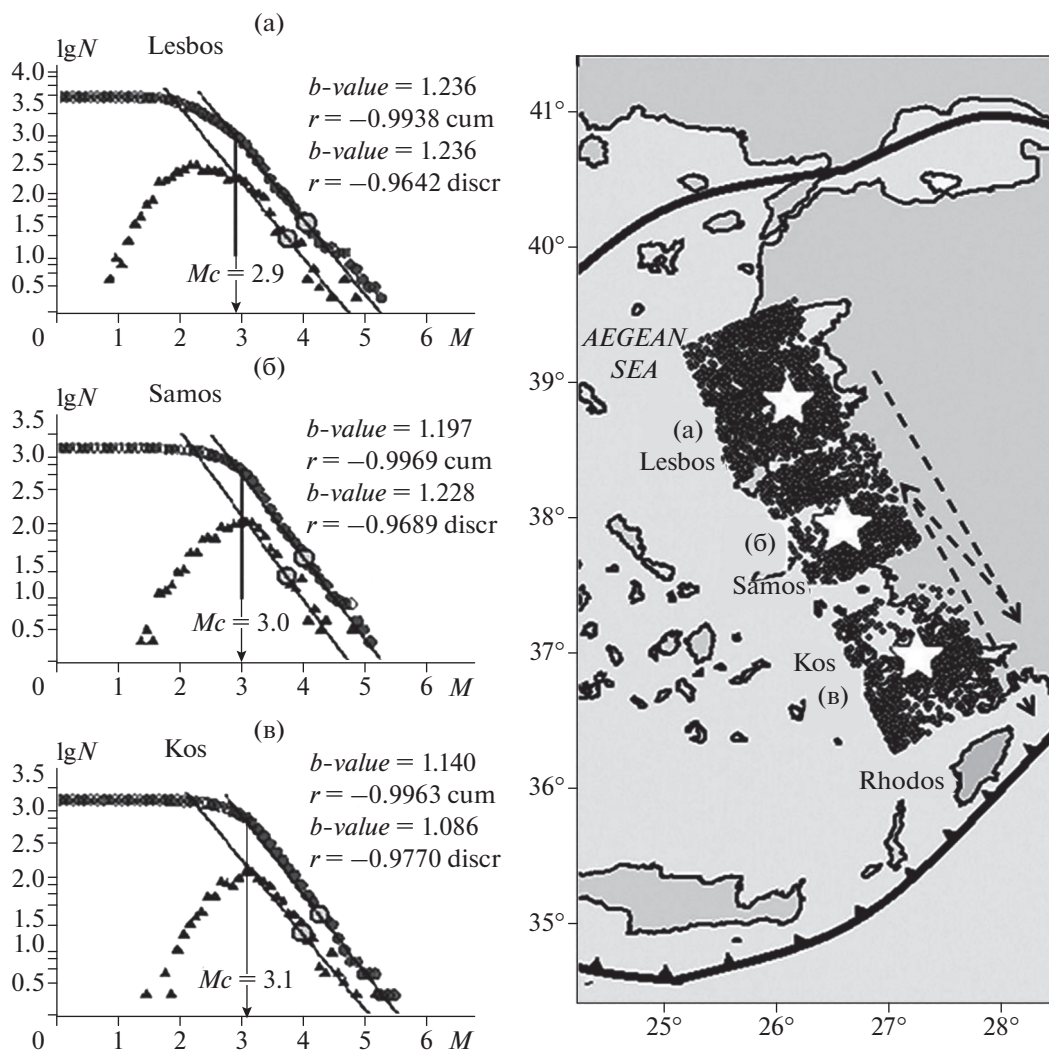


Рис. 9. Районы выборки данных землетрясений в окрестностях о. Лесбос (а), о. Самос (б) и о. Кос (в) (карта справа) и, соответствующие им (слева) ЧМР землетрясений, произошедших в период с января 1999 г. по ноябрь 2020 г. Условные обозначения те же, что и на рис. 2. Звездочки на карте (справа) – сильные землетрясения с магнитудой $M = 6.1$ (а), $M = 6.7$ (б) и $M = 6.2$ (в). Стрелками на карте обозначены последовательность возникновения сильных землетрясений и вероятное возникновение будущего землетрясения с $M \geq 6.1$ в районе о. Родос.

нается в 2012 г., и они продолжают до момента возникновения сильных землетрясений в этих зонах. Наиболее ярко картина аномалии $\lg N$ наблюдается для кривой (а), где выделяется четкая аномалия продолжительностью 5 лет с 2012 по 2017 гг. Принимая во внимание то, что при построении временных рядов $\lg N$ для зоны ЛР (а) использовались землетрясения с $M \geq (M_c = 2.9)$, можно сказать, что в аномальный период времени среднее число землетрясений с $M \geq 2.9$, происходящих в окне сглаживания в окрестностях о. Лесбос, составляло 15 ($\lg N = 1.18$). В то же время, среднее число землетрясений таких магнитуд в этом районе вне аномального периода равно, примерно, 50 ($\lg N = 1.7$). Из этого следует, что в аномальный

период времени наблюдалось значительное уменьшение (затишье) количества землетрясений с $M \geq 2.9$.

Подводя итог, хотелось бы отметить, что параметр $\lg N$ является одной из наиболее независимых физических величин в сейсмологии, с простым алгоритмом вычисления статистик, для которого методические ошибки вычисления маловероятны, и поэтому наблюдаемые аномалии этого параметра явно свидетельствуют о выделении реальных предвестников сильных землетрясений. Более того, корреляция трех сейсмических параметров говорит об обнаружении объективных геодинамических процессов, происходящих в земной коре перед сильными землетрясениями.

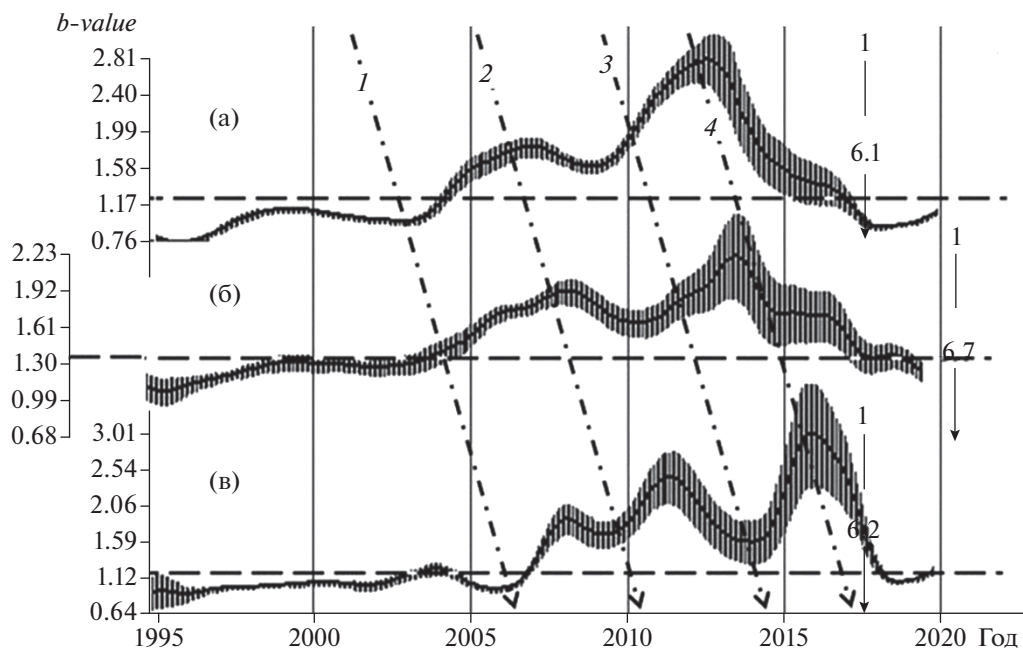


Рис. 10. Временные вариации b , по данным землетрясений, произошедшим в трех районах в окрестностях о. Лесбос (а), о. Самос (б) и о. Кос (в), в диапазоне глубин 0–20 км, в период с января 1995 г. по ноябрь 2020 г. (рис. 9). Кривые построены с окном сглаживания данных 27 мес. с шагом 1 мес. Вертикальными стрелками отмечены моменты возникновения сильных землетрясений и их магнитуды. На кривых вертикальными отрезками нанесены величины 1σ текущих средних значений. Штрих-пунктирные линии (1, 2, 3, 4) указывают предполагаемое направление и скорость фронта деформационной волны с ССЗ на ЮЮВ.

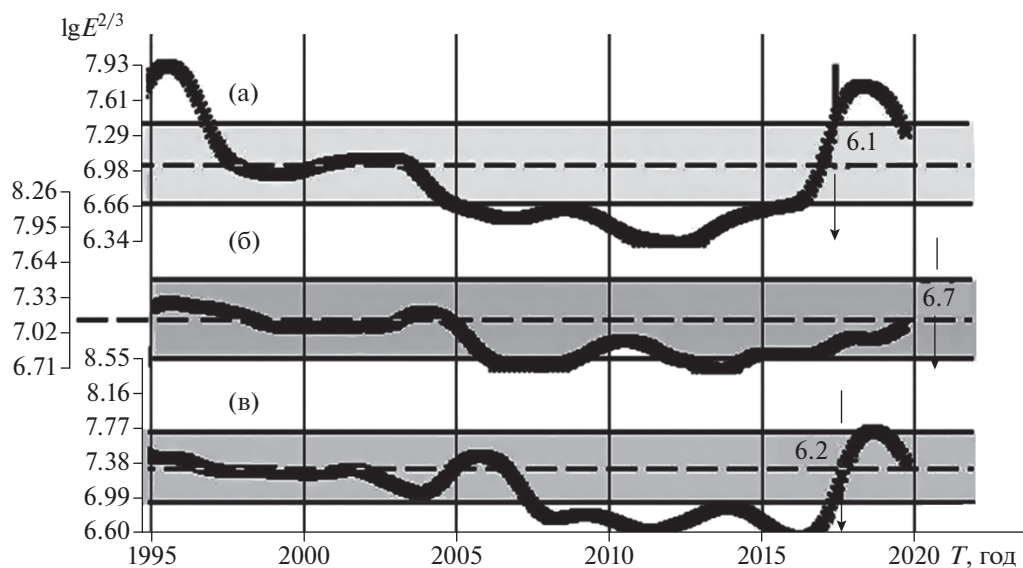


Рис. 11. Временные вариации выделенной сейсмической энергии $\lg E^{2/3}$. Горизонтальными линиями по обе стороны от долголетних средних значений, отмечен среднестатистический разброс текущих средних значений 1σ . Условные обозначения те же, что и на рис. 10.

6. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Анализ сейсмичности на восточном побережье Эгейского моря показал, что перед катастрофическим землетрясением с $M = 6.7$, произо-

шедшим 30.10.2020 г. в окрестностях о. Самос, наблюдались значимые аномальные изменения сейсмических параметров b , $\lg E^{2/3}$ и $\lg N$. На временных рядах (рис. 4, рис. 5 и рис. 8), построен-

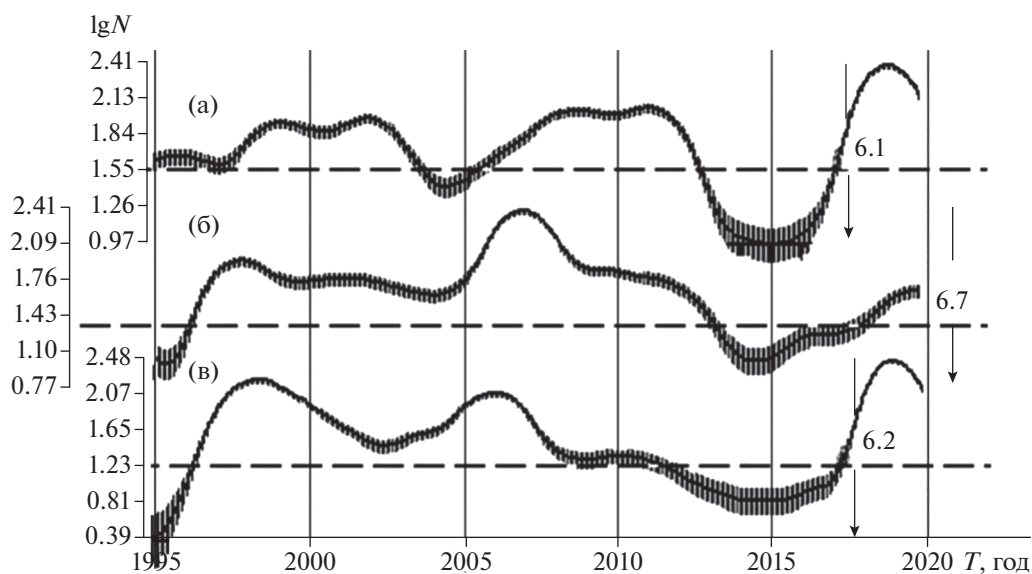


Рис. 12. Временные вариации сейсмичности $\lg N$. Условные обозначения те же, что и на рис. 10.

ных по данным о землетрясениях с магнитудой $M \geq M_c$, где $M_c = 3.6, 3.8$ и 3.2 соответственно в диапазонах глубин $\Delta H = 0-45$ км, $\Delta H_1 = 0-23$ км. и $\Delta H_2 = 0-18$ км, перед всеми землетрясениями с магнитудами $M \geq 5.5$, включая и катастрофическое землетрясение вблизи о. Самос с $M = 6.7$, наблюдаются значимые аномалии параметров b и $\lg E^{2/3}$ “бухтообразной” формы противоположных знаков. Обнаружено, что аномалии кривых b , $\lg E^{2/3}$ и $\lg N$, полученные в пределах глубин очагов подготовки сильных событий, имеют большие амплитуды, чем вне этих глубин. Можно утверждать, что наблюдаемое закономерное изменение амплитуд аномалий сейсмических параметров с глубиной может быть использовано для оценки глубины очага будущего сильного землетрясения и всей прогностической ситуации в регионе в целом.

Как было упомянуто выше, активная тектоника на исследуемой территории контролируется движением Эгейской плиты с северо-востока на юго-запад (рис. 1). Принимая во внимание такую геотектонику, интересно рассмотреть динамику возникновения трех сильных землетрясений с $M \geq 6.1$, произошедших в исследуемом регионе за истекшее десятилетие.

Совместное рассмотрение временных вариаций параметра b для трех исследуемых районов (рис. 9), выявляют как общие, так и индивидуальные особенности, присущие всем кривым, представленным на рис. 10. Так, можно заметить наличие характерных двух горбов на всех кривых, сдвинутых по времени сверху вниз от ЛР (а) до ЛР (в). Первый “горб” можно выделить между 1 и 3 штрих-пунктирными линиями, в то время как

второй “горб” хорошо прослеживается перед всеми сильными землетрясениями в ЛР-нах и отмечен штрих-пунктирной линией 4. Некоторое волнообразное искажение первого “горба” на рис. 10 (в) могло быть вызвано локальными процессами, происходящими в окрестности ЛР (в). Картина, описанная выше, наводит на мысль, что наблюдаемые временные вариации b отражают единый процесс, имеющий волнообразную форму, который начался ранее в 2005 г. и продолжался вплоть до конца 2020 г. Так, на кривой (а) выделяется характерный небольшой минимум в течение 2009 г., на кривой (б) похожий минимум можно выделить в 2011 г., и, наконец, аналогичный минимум наблюдается на кривой (в), но с относительно большей амплитудой, выделяется в 2014 г. Аналогичную картину, но менее ярко выраженную, можно заметить и на предыдущем минимуме отмеченной штрих-пунктирной линией 1. Можно предположить, что наблюдаемый фазовый сдвиг между кривыми может быть объяснен развитием деформационного процесса, происходящего в направлении с севера на юг (рис. 10).

Используя расстояние между центрами ЛР (а) и ЛР (в), равное примерно 230 км, и время распространения деформационного фронта между этими районами, равное примерно 5 годам, можно рассчитать приблизительную скорость распространения фронта деформационной волны по компоненте с ССЗ на ЮЮВ, которая в этом случае равна 40–50 км/год. Точный азимут вектора распространения фронта волны определить в данном эксперименте невозможно, по причине отсутствия второй компоненты, а детальный анализ выходит за рамки настоящей работы. Однако интересно отметить, что такая же величина ско-

рости распространения фронта деформационной волны 40–50 км/год в направлении СВ–ЮЗ получена и для Гармского полигона в Таджикистане [Попандопуло, 2020]. Подводя итог, следует отметить, что наблюдаемая закономерность распространения аномалии b по направлению распространения трех независимых районов, которая показывает фазовый сдвиг с одновременной трансформацией ее формы в пространстве и времени, свидетельствует о реальности наблюдаемого геодинамического процесса.

Интересно также рассмотреть динамику возникновения сильных землетрясений, произошедших в исследуемых районах от острова Лесбос до о. Кос (рис. 1 и рис. 9). Кривые, представленные на рис. 11–рис. 13, показывают, что первоначально предвестники возникают на севере в ЛР (а) и распространяются на юг в направлении к ЛР (в), где с разницей в один месяц возникли сильные землетрясения с $M = 6.1$ (12.06.2017 г.) и $M = 6.2$ (20.07.2017 г.) соответственно (рис. 9). В дальнейшем, по прошествии трех лет, произошло землетрясение с $M = 6.7$ (30.10.2020 г.) в ЛР (б), с эпицентром, расположенным практически по середине между упомянутыми островами. Такая последовательность возникновения сильных событий может быть интерпретирована на основе концепции сейсмической брешы (*seismic gap*) первого рода, которая объясняет поведения плиты, стремящейся скользить как жесткое целое вдоль границы поверхности раздела с примыкающей плитой [Федотов, 1965; Касахара, 1985; Моги, 1988]. На основе этой модели в результате произошедших последовательно первых двух событий вблизи о. Лесбос и о. Кос, образовалась сейсмическая брешь между ними, в окрестности о. Самос, которая в дальнейшем реализовалась посредством возникновения землетрясения с $M = 6.7$.

Интересно отметить, что временной интервал между двумя землетрясениями с $M = 6.1$ (12.06.2017 г.), и $M = 6.2$ (20.07.2017 г.), произошедшими в районах (а) и (в) и землетрясением с $M = 6.7$ (30.10.2020 г.), произошедшим в районе (б), составляет около 3 лет (рис. 9). Можно предположить, что в результате высвобождения тектонической энергии в зоне, где произошло сильное землетрясение с $M = 6.7$ (30.10.2020 г.), брешь перестала существовать. Однако, согласно концепции сейсмической брешы, это могло привести к образованию новой области с сейсмической брешью южнее о. Кос, в районе о. Родос (рис. 9), т.е. по направлению движения Эгейской плиты. Из этих рассуждений следует, что в ближайшие 2–3 года возможно возникновение сильного землетрясения с магнитудой $M \approx 6.0$ – 6.5 в районе о. Родос, тем более, что в этой области такие землетрясения имели место быть. Последнее из них произошло 25 лет назад 20.07.1996 г. с $M = 6.1$.

Интересно также провести анализ длительности временного интервала аномалий, наблюдаемые перед сильными событиями. Кривые, представленные на рис. 10–рис. 12 показывают, что длительность периода аномалий сейсмических параметров перед сильными землетрясениями в исследуемой зоне с магнитудой $M \geq 6.1$ составляет примерно 10–15 лет. Отсюда следует, что процесс накопления тектонических деформаций земной коры в этой зоне перед этими событиями занимал, по крайней мере, 10–15 лет. Тогда можно предположить, что на восточном побережье Эгейского моря в зоне, расположенной между о. Лесбос и о. Кос, возникновение сильных землетрясений с $M \geq 6.1$, по крайней мере, на протяжении ближайших 15 лет маловероятно.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При помощи компьютерной программы FastBEE, проведены детальные исследования временных вариаций сейсмичности в зоне восточного побережья Эгейского моря Греции, где в окрестности о. Самос 30.10.2020 г. произошло катастрофическое землетрясение с $M = 6.7$. Для описания сейсмичности использовались параметр b закона Гутенберга–Рихтера, величина выделенной сейсмической энергии $\lg E^{2/3}$ и показатель сейсмической активности $\lg N$.

Результаты анализа показали, что перед исследуемым землетрясением уверенно выделяются аномалии сейсмических параметров, длительностью около 15 лет. Аналогичные аномалии продолжительностью около 4–6 лет наблюдаются перед 5-ю сильными землетрясениями с магнитудой $M \geq 5.5$, произошедшими в этом же регионе в течение последних 50 лет.

Показано, что амплитуды аномалий сейсмических параметров увеличиваются с приближением выборки данных слабых землетрясений к области подготовки сильных событий. Отсюда следует, что зависимость амплитуд временных вариаций сейсмических параметров с глубиной может быть использована как для оценки глубины очагов будущих сильных событий, так и для оценки прогностической ситуации в регионе.

Исследования временных вариаций сейсмичности в трех независимых сейсмоактивных регионах, в окрестностях о. Лесбос, о. Самос и о. Кос показывают, что в период с 2010 по 2020 гг. перед тремя сильными землетрясениями с магнитудой $M \geq 6.1$, произошедшими в этих регионах, наблюдаются предвестники исследуемых параметров. Пространственно-временная последовательность возникновения этих событий объясняется на основе концепции образования сейсмической брешы в окрестности о. Самос [Федотов, 1965; Касахара, 1985; Моги, 1988].

Делается предположение о возможном детектировании деформационной волны в зоне восточного побережья Эгейского моря в период с 2005 по 2020 гг., фронт которой распространяется по направлению с ССЗ на ЮЮВ, со скоростью 40–50 км/год.

Выдвигаются соображения о том, что в ближайшие 10–15 лет в этом регионе на участке между о. Лесбос и о. Кос (рис. 9) возникновение сильных землетрясений с $M \geq 6.1$ маловероятно. В то же время не исключено, что в ближайшие 2–3 года южнее о. Кос, в районе о. Родос, возможно возникновения сильного землетрясения с $M \approx 6.0$ –6.5.

БЛАГОДАРНОСТИ

Автор выражает глубокую признательность сотруднику Института физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН, канд. физ.-мат. наук О.Н. Галаганову за внимание, плодотворную дискуссию и ценные замечания, сделанные в процессе выполнения работы. А также выражает искреннюю благодарность сотруднику того же института, рецензенту, докт. физ.-мат. наук А.Д. Завьялову за большой труд, проделанный в процессе прочтения рукописи и сделанные весьма ценные замечания, которые существенно улучшили качество данной работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Дещеревский А.В., Сидорин А.Я.* Изменения представительности каталога землетрясений Греции в пространстве и времени // Сейсмические приборы. 2011. Т. 47. № 4. С. 64–80.
- Касахара К.* Механика землетрясений. М.: Мир. 1985. 246 с.
- Лукк А.А., Попандоуло Г.А.* Надежность определения параметров распределения Гутенберга–Рихтера для слабых землетрясений Гармского района в Таджикистане // Физика Земли. 2012. № 9. С. 31–55.
- Могги К.* Предсказание землетрясений. М.: Мир. 1988. 376 с.
- Нерсесов И.Л., Пономарев В.С., Тейтельбаум Ю.М.* Эффект сейсмического затихья при больших землетрясениях. Исследования по физике землетрясений. М.: Наука. 1976. С. 149–169.
- Попандоуло Г.А., Баскутас Я.* Закономерности временных вариаций сейсмических параметров и возможность предсказания сильных землетрясений на территории Греции // Физика Земли. 2011. № 11. С. 27–38.
- Попандоуло Г.А., Лукк А.А.* Изменения с глубиной параметра b -value в магнитудно-частотном распределении землетрясений Гармского района (Таджикистан) // Физика Земли. 2014. № 2. С. 124–140.
- Попандоуло Г. А., Баскутас Я., Хатзишоанну Э.* Пространственно-временной анализ представительности магнитуды и наклона графика повторяемости по данным каталога землетрясений Греции // Физика Земли. 2016. № 1. С. 1–17.
- Попандоуло Г.А.* Детальные исследования временных вариаций параметра b -value закона Гутенберга–Рихтера по данным высокоточных сейсмических наблюдений на Гармском полигоне в Таджикистане // Физика Земли. 2018. № 4. С. 79–99.
- Попандоуло Г.А.* Пространственно временные вариации параметра b -value закона Гутенберга–Рихтера в зависимости от глубины и латерального положения в земной коре Гармском районе Таджикистана // Физика Земли. 2020. № 3. С. 52–73.
- Садовский М.А., Писаренко В.Ф.* О зависимости времени подготовки землетрясения от его энергии // Докл. АН СССР. 1983. Т. 271. № 2. С. 330–333.
- Смирнов В.Б.* Опыт оценки представительности каталога землетрясений // Вулканология и сейсмология. 1997. № 4. С. 93–105.
- Тейтельбаум Ю.М., Пономарев В.С.* Сейсмический режим и сильные землетрясения. Экспериментальная сейсмология. М.: Наука. 1983. С. 88–98.
- Федотов С.А.* Закономерности распределения сильных землетрясений Камчатки, Курильских островов и Северо-Восточной Японии. Сейсмическое микрорайонирование // Вопросы инженерной сейсмологии. 1965. Вып. 10. № 36(293). С. 66–93.
- Aki K.* Maximum likelihood estimate of b in the formula $\lg N = a - bM$ and its confidence limits // Bull. Earthq. Res. Inst Univ. Tokyo. 1965. V. 43. P. 237–239.
- Bath M.* Spectral Analysis in Geophysics. Amsterdam: Elsevier. 1974. 563 p.
- Baskoutas I., D'Alessandro A.* Study of the seismicity temporal variation for the current seismic hazard evaluation in Val d'Agri, Italy // Nat. Hazards Earth Syst. Sci. 2014. V. 14. P. 3169–3174. <https://doi.org/10.5194/nhess-14-3169-2014>
- Box G.E.P., Jenkins G.M.* Time Series Analysis: Forecasting and Control. San Francisco: Holden Day. 1970. 406 p.
- Chouliaras G., Melis N.S., Drakatos G., Makropoulos K.* Operational network improvements and increased reporting in the NOA (Greece) seismicity catalog // Adv. Geosci. 2013. V. 36. P. 7–9. <https://doi.org/10.5194/adgeo-36-7-2013>
- D'Alessandro A., Papanastassiou D., Baskoutas I.* Hellenic Unified Seismological Network: an evaluation of its performance through SNES method // Geophys J. Int. 2011. V. 185. P. 1417–1430.
- Gutenberg B., Richter Ch.F.* Frequency of earthquakes in California // Bull. Seismol. Soc. Am. 1944. V. 34. P. 185–188.
- Gutenberg B., Richter C.F.* Earthquake Magnitude, Intensity, Energy and Acceleration (second paper) // Bull. Seismol. Soc. Amer. 1956. V. 46. № 2. P. 105–145.
- Ishimoto M., Iida K.* Observations of earthquakes registered with the microseismograph constructed recently // Bull. Earthquake Res. Inst. Tokyo Univ. 1939. V. 17. P. 443–478.

- Jackson J.* Active tectonics of the Aegean region // *Annu. Rev. Earth Planet. Sci.* 1994. V. 22. P. 239–271.
- Karakostas V.G., Papadimitriou E.E., Tranos M.D., Papazachos C.B.* Active seismotectonic structures in the area of chios island, north aegean sea, revealed from microseismicity and fault plane solutions. *Bull. Geol. Soc. of Greece, Pros 12. Inter. Cong.* 2010.
- Keylis-Borok V.* On estimation of the Displacement in an Earthquake Source and of Source Dimentions // *Ann. Geof.* 1959. V. 12. № 2.
- Marzocchi W., Sandri L.* A review and new insights on the estimation of the b-value and its uncertainty // *Ann. Geophys.* 2003. V. 46. P. 1271–1282.
- Mignan A., Woessner J.* Completeness magnitude in earthquake catalogs. Community Online Resource for Statistical Seismicity Analysis. 2012.
<https://doi.org/10.5078/corssa-00180805>
- Mignan A., Chouliaras G.* Fifty Years of Seismic Network Performance in Greece (1964–2013): Spatiotemporal Evolution of the Completeness Magnitude // *Seism. Res. Lett.* 2014. V. 85. № 3. P. 657–667.
- Mogi K.* Study of the elastic shocks caused by the fracture of heterogeneous materials and its relation to earthquake phenomena // *Bull. Earthq. Res. Inst. Tokyo Univ.* 1962. V. 40. P. 125–173.
- Mori J., Abercrombie R.E.* Depth dependence of earthquake frequency-magnitude distributions in California: implications for the rupture initiation // *J. Geophys. Res.* 1997. V. 102. P. 15081–15090.
- McKenzie D.* Active tectonics of the Mediterranean region // *Geophys. J. Roy. Astr. Soc.* 1972. V. 30. 2. P. 109–185.
<https://doi.org/10.1111/j.1365-246X.1972.tb02351.x>
- McKenzie D.* Active tectonics of the Alpine–Himalayan belt: the Aegean Sea and surrounding regions // *Geophys. J. Roy. Astr. Soc.* 1978. V. 55. № 1. P. 217–254.
<https://doi.org/10.1111/j.1365-246X.1978.tb04759.x>
- Papanastassiou D.* Detection-location capability of the Hellenic Unified Seismological Network (HUSN) operating by the Institute of Geodynamics, National Observatory of Athens // *Hellenic J. Geosci.* 2011. V. 45. P. 209–216.
- Papadopoulos G.A., Baskoutas I.G.* New tool for the temporal variation analysis of seismic parameters // *Nat. Hazards Earth Syst. Sci.* 2009. V. 9. P. 859–864.
<https://doi.org/10.5194/nhess-9-859-2009>
- Papazachos B.C., Comninakis P.E.* Geophysical and tectonic features of the Aegean arc // *J. Geophys. Res.* 1971. V. 76. P. 18517–8533.
- Papazachos B.C., Delibasis N.D.* Tectonic stress field and seismic faulting in the area of Greece // *Tectonophysics.* 1969. V. 7. P. 231–255.
[https://doi.org/10.1016/0040-1951\(69\)90069-9](https://doi.org/10.1016/0040-1951(69)90069-9)
- Papazachos B.C., Papadimitriou E.E., Kiratzi A.A., Papazachos C.B., Louvari E.K.* Fault plane solutions in the Aegean Sea and the surrounding area and their tectonic implications // *Boll. Geof. Teor. Appl.* 1998. V. 39. P. 199–218.
- Papazachos C.B.* Seismological and GPS evidence for the Aegean-Anatolia interaction // *Geophys. Res. Lett.* 1999. V. 26. № 17. P. 2653–2656.
- Popandopoulos G.A., Chatziioannou E.* Gutenberg–Richter Law Parameters Analysis Using the Hellenic Unified Seismic Network Data Through FastBEE Technique // *Earth Science.* 2014. V. 3. № 5. P. 122–131.
<https://doi.org/10.11648/jeearth.20140305.12>
- Sandri L., Marzocchi W.* A technical note on the bias in the estimation of the b-value and its uncertainty through the Least Squares technique // *Ann. Geophys.* 2007. V. 50. № 3. P. 329–339.
- Scordilis E.M., Karakaisis G.F., Karakostas B.G., Panagiotopoulos D.G., Comninakis P.E., Papazachos B.C.* Evidence for transform faulting in the Ionian Sea: The Cephalonia Island earthquake sequence // *Pure Appl. Geophys.* 1985. V. 123. P. 388–397.
- Scholz C.H.* The Frequency-Magnitude Relation of Microfracturing in Rock and its Relation to Earthquakes // *Bull. Seism. Soc. Am.* 1968. V. 58. P. 399–415.
- Schorlemmer D., Wiemer S., Wyss M.* Earthquake statistics at Park field: 1. Stationarity of b-values // *J. Geophys. Res.* 2004a V. 109. B12.
<https://doi.org/10.1029/2004JB003234>
- Schorlemmer D., Wiemer S., Wyss M., Jackson D.D.* Earthquake statistics at Park field: 2. Probabilistic forecasting and testing // *J. Geophys. Res.* 2004b. V. 109. B12.
<https://doi.org/10.1029/2004JB003235>
- Schorlemmer D., Wiemer S., Wyss M.* Variations in earthquake-size distribution across different stress regimes // *Nature.* 2005. V. 437. P. 539–542.
<https://doi.org/10.1038/nature04094>
- Shi Y., Bolt B.A.* The standard error of the Magnitude–frequency b-value // *Bull. Seism. Soc. Am.* 1982. V. 72. P. 1677–1687.
- Tan O., Papadimitriou E.E., Pabucçu Z., Karakostas V., Yörük A., Leptokaropoulos K.* A detailed analysis of microseismicity in Samos and Kusadasi (Eastern Aegean Sea) areas // *Acta Geophys.* 2014. V. 62. № 6. P. 1283–1309.
<https://doi.org/10.2478/s11600-013-0194-1>
- Utsu T.* A method for determining the value of b in a formula $\lg N = a - bM$ showing the magnitude frequency for earthquakes // *Geophys. Bull. Hokkaido Univ.* 1965. V. 13. P. 99–103.
- Wiemer S., Wyss M.* Minimum magnitude of complete reporting in earthquake catalogs: examples from Alaska, the western United States, and Japan // *Bull. Seismol. Soc. Am.* 2000. V. 90. P. 859–869.
- Wiemer S., Wyss M.* Mapping spatial variability of the frequency – magnitude distribution of earthquakes // *Adv. Geophys.* 2002. V. 5. P. 259–302.
- Woessner J., Wiemer S.* Assessing the quality of earthquake catalogues: Estimating the magnitude of completeness and its uncertainty // *Bull. Seismol. Soc. Am.* 2005. V. 95. P. 684–698.

Assessment of the Seismic Situation in the Region of Greece's Eastern Coast of the Aegean Sea Before the Earthquake with $M = 6.7$ (October 30, 2020)

G. A. Popandopoulos*

Schmidt Institute of Physics of the Earth, RAS, Moscow, Russia

**e-mail: gap@ifz.ru*

A detailed study has been carried out regarding temporal variations of seismicity in the region of Greece's eastern coast of the Aegean Sea, where, in the vicinity of Samos Island, a catastrophic earthquake with $M = 6.7$ occurred on October 30, 2020. Seismicity has been analyzed by use of the parameter b of the Gutenberg-Richter law, the value of released seismic energy in the form $\log E^{2/3}$, and the indicator of seismic activity $\log N$. The analysis results have shown that the studied earthquake was preceded by confidently distinguished anomalies of the seismic parameters, which lasted for about 15 years. Similar anomalies lasting about 4–6 years were observed before 5 strong earthquakes with magnitudes $M \approx 5.5 \div 5.7$ that have occurred in the same region over the past 50 years. It is shown that the amplitudes of temporal anomalies increase as the earthquake sampling approaches the depths of the strong event preparation sources. It is concluded that the dependence of the amplitude of temporal variations of the seismic parameters on depth can be used to estimate the depth of future strong event sources. Studies of temporal variations of seismicity in three independent seismically active regions, in the vicinity of Lesbos Island, Samos Island, and Kos Island, show that, in the period from 2010 to 2020, before the three strong earthquakes with magnitudes $M \geq 6.1$ that occurred in these regions, there are observed precursors of the studied parameters. The spatio-temporal sequence of the occurrence of these events is explained in terms of the seismic gap formation concept in the vicinity of Samos Island. An assumption is made about possible detection of the front of a deformation wave propagating in the direction from NNW to SSE at a velocity of 40–50 km/year in the region of the eastern coast of the Aegean Sea during the period from 2005 to 2020. Considerations are put forward that in the next 10–15 years, in this region in the area between Lesbos Island and Kos Island, the occurrence of strong earthquakes with $M \geq 6.1$ is unlikely. At the same time, it is not excluded that in the next 2–3 years to the south of Kos Island, in the region of Rhodes Island, there might be a strong earthquake with $M \approx 6.0 \div 6.5$.

Keywords: seismicity, temporal variations of seismicity, the parameter b of the Gutenberg-Richter law, seismic energy, earthquake prediction, estimate of predicted earthquake depth

СЕЗОННЫЕ ВАРИАЦИИ НАКЛОНА ГРАФИКА ПОВТОРЯЕМОСТИ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЙ В НАВЕДЕННОЙ СЕЙСМИЧНОСТИ В ОБЛАСТИ КОЙНА–ВАРНА, ЗАПАДНАЯ ИНДИЯ

© 2022 г. В. Б. Смирнов^{1, 2, *}, М. Г. Потанина^{1, 2}, Т. И. Карцева^{1, 2}, А. В. Пономарев²,
А. В. Патонин³, В. О. Михайлов^{1, 2}, Д. С. Сергеев^{1, 2}

¹Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН, г. Москва, Россия

²МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, г. Москва, Россия

³Геофизическая обсерватория “Борок” ИФЗ РАН, г. Борок, Россия

*E-mail: vs60@mail.ru

Поступила в редакцию 15.11.2021 г.

После доработки 25.11.2021 г.

Принята к публикации 25.11.2021 г.

На основе анализа данных локального каталога землетрясений выделены тонкие особенности режима сезонных компонент наведенной сейсмичности в области Койна–Варна в Западной Индии. Сезонные колебания сейсмической активности, связанные с годовыми вариациями уровня воды в водохранилищах Койна и Варна, демонстрируют локальные максимумы в пределах года, отвечающие известным механизмам немедленного и задержанного отклика резервуарной сейсмичности. На основе применения метода накопления эпох в совокупности со статистическим моделированием случайных каталогов землетрясений выявлены закономерные изменения наклона графика повторяемости землетрясений в пределах годового цикла колебаний сезонной сейсмичности. Минимальные значения наклона графика повторяемости приходятся на интервалы максимумов как мгновенного, так и задержанного сейсмического отклика. Максимумы наклона графика повторяемости приходятся на фазы нарастания и спада уровня воды в водохранилищах. Характер изменения сейсмической активности в совокупности с наклоном графика повторяемости на стадии активизации немедленного отклика инициированной сейсмичности согласуется с характерным для активизации переходных сейсмических режимов сценарием постепенного перераспределения процесса разрушения от младших к старшим масштабным уровням. В пилотном лабораторном эксперименте по циклической инициации поровым давлением процесса разрушения в образце гранита, извлеченном из скважины в области наведенной сейсмичности Койна–Варна, обнаружены закономерности изменения акустического режима, аналогичные сезонным особенностям сейсмичности в области Койна–Варна.

Ключевые слова: локальный каталог землетрясений, сезонные компоненты, механизм немедленного и задержанного отклика, стадия активизации немедленного отклика, циклическая инициация поровым давлением.

DOI: 10.31857/S0002333722030073

ВВЕДЕНИЕ

В работах [Смирнов и др., 2017; 2018a] на основе данных каталога землетрясений в области наведенной сейсмичности Койна–Варна в Западной Индии за всю историю сейсмологического наблюдения в этом районе проанализированы сезонные вариации сейсмической активности, связанные с годовыми колебаниями уровня воды в водохранилищах. Показано, что сезонная сейсмическая активность минимальна в мае–июне, когда минимален уровень воды в водохранилищах. В остальное время года выделяются три пика активности: осенью в сентябре, зимой в но-

ябре–декабре и весной в феврале–апреле. Первый из этих пиков приходится на фазу достижения уровнем воды максимального сезонного значения и может рассматриваться как немедленная реакция среды на приложенное воздействие. Два последующих максимума приходятся на фазу уменьшения уровня и могут рассматриваться как задержанная реакция.

Изменения сейсмической активности, связанные с различными локальными природными и техногенными геодинамическими процессами, сопровождаются, как правило, изменениями величины наклона графика повторяемости (см., например, обзор [El-Isa, Eaton, 2014]). Изменения

наклона графика повторяемости свидетельствуют о перераспределении процесса разрушения по его масштабам и могут нести информацию о природе и сценариях возбуждения или релаксации сейсмического процесса [Смирнов, Пономарев, 2020]. С этой точки зрения представляет интерес исследование изменений наклона графика повторяемости при сезонных колебаниях сейсмической активности в областях наведенной и триггерной сейсмичности, к которым относится область водохранилищ Койна–Варна.

Впервые анализ сейсмичности, связанной с искусственными водоемами, был проведен Д.С. Кардером [Carder, 1945] на примере озера Мид – водохранилища, появившегося в результате строительства плотины Гувера на реке Колорадо в США в 1931–1936 гг. Повышенный интерес к проблеме влияния заполнения водохранилищ на сейсмический режим возник в 60-х годах прошлого века, после нескольких сильных землетрясений, вызванных строительством плотин: Xinfengjiang, Китай, 1962, $M = 6.2$; Кариба, на границе Замбии и Зимбабве, 1963, $M = 6.2$; Кремаста, Греция, 1966, $M = 6.3$; Койна, Индия, 1967, $M = 6.7$ [Gupta, 1992; Wilson et al., 2017]. Общий обзор современного состояния вопроса можно найти, например, в работах [Gupta, 2002; Ellsworth, 2013]. Большинство работ посвящено анализу величины наведенной сейсмической активности, но известны публикации, в которых анализировались параметры самоподобия сейсмического режима. В частности, в работах [Смирнов и др., 2018б; Ruiz-Barajas et al., 2019] зафиксированы увеличения наклона графика повторяемости в период заполнения водохранилищ, созданных в сейсмоактивных регионах.

Изменения наклона графика повторяемости отмечались в сейсмических режимах, связанных с закачкой жидкостей в скважины [Cuenot et al., 2008; Смирнов и др., 2010; Bachmann et al., 2011; Smirnov et al., 2013; Vlcek et al., 2014; Martínez-Garzón et al., 2014; Huang, Beroza, 2015; Kwiatek et al., 2015; Mousavi et al., 2017; Alba et al., 2020]. В работах [Смирнов и др., 2010; Bachmann et al., 2011; Smirnov et al., 2013] показано, что развитие роеподобной микросейсмической активности, вызванной закачкой воды в глубокие скважины в геотермальных областях, сопровождается уменьшением наклона графика повторяемости с течением времени и при увеличении давления закачиваемой жидкости. В работах [Cuenot et al., 2008; Martínez-Garzón et al., 2014] отмечается изменение наклона графика повторяемости с увеличением скорости и объема закачки жидкости. В работе [Vlcek et al., 2014] сообщается об уменьшении наклона графика повторяемости по мере удаления от скважины, через которую закачивается жидкость. В работе [Huang, Beroza, 2015] отмечено понижение значений наклона графика повторяемости в период ос-

новной активности сейсмического роя Guy-Greenbrier в Арканзасе, вызванного закачкой жидкости в скважины. Авторы работы [Mousavi et al., 2017] связывают обнаруженные ими пространственно-временные изменения наклона графика повторяемости в области закачки жидких отходов в скважины с пространственными различиями создаваемого порового давления и его изменениями во времени. В работах [Huang, Beroza, 2015; Mousavi et al., 2017] отмечается также искривление, а в работе [Vorobiova et al., 2020] – излом графиков повторяемости при активизации индуцированной сейсмичности, что авторы этих публикаций связывают с неравномерным развитием трещиноватости и перераспределением напряжений, вызванными инжекцией жидкости. Это предположение согласуется с выводами работ [Смирнов и др., 2010; Smirnov et al., 2013] о постепенном формировании структуры дефектности среды в околоскважинном пространстве при закачке воды.

Известны также случаи изменения наклона графика повторяемости в наведенной сейсмичности, вызванной компакцией пород при откачке жидкости из подземных резервуаров [Bougne et al., 2014].

Уменьшение наклона графика повторяемости отражает интенсификацию процесса разрушения на более высоких масштабных уровнях. Согласно концепции ЛНТ, такой переход реализуется посредством укрупнения сейсмогенных разрывов путем слияния разрывов меньшего размера [Соболев, 2019]. В условиях промышленных геотехнических объектов, укрупнение размеров очагов, а значит и энергий индуцированных землетрясений, является опасным. При инжекции жидкостей в глубокие скважины в геотермальных областях достижение постепенно увеличивающимися магнитудами землетрясений определенного порогового значения является аргументом для модификации режима закачки в целях обеспечения безопасности работ [Kim et al., 2018; Kwiatek et al., 2019; Langenbruch et al., 2020]. Уменьшение наклона графика повторяемости также рассматривается как параметр для управления режимом закачки воды в скважины [Broccardo et al., 2019; Langenbruch et al., 2020].

Сезонные (годовые) вариации сейсмического режима бывают связаны не только с ежегодными изменениями уровня воды в искусственных водохранилищах [Simpson et al., 2018; Gupta, 2002; Ellsworth, 2013; Gahalaut, 2021], но и с сезонными изменениями поверхностной гидрологической нагрузки естественной природы, включая режимы атмосферных осадков, ледовой и снежной нагрузки [Panza et al., 2011; Panda et al., 2018; Ueda, Kato, 2019]. Величины последних оцениваются в единицы кПа [Christiansen et al., 2005; 2007; Betti-

nelli et al., 2008; D'Agostino et al., 2018; Xue et al., 2020], что на порядок меньше величин вариаций поверхностных нагрузок, создаваемых сезонными колебаниями уровня воды в водохранилищах, и сравнимо с напряжениями, создаваемыми земными приливами [Manga, Wang, 2015]. Эффекты их воздействий рассматриваются как триггерные. Степень модуляции сейсмичности сезонными воздействиями на поверхность земной коры связывают с особенностями тектонических процессов [Peresan et al., 2017; Panda et al., 2018; Смирнов и др., 2018а; Gao et al., 2000], а также с изменениями порового давления и степени обводненности пород при внедрении в верхние слои коры поверхностных вод [Panda et al., 2018; D'Agostino et al., 2018; Farquharson, Amelung, 2020]. Мы не нашли специальных исследований наклона графика повторяемости в сезонных вариациях, вызванных эксплуатацией водохранилищ или поверхностными метеорологическими нагрузками. В работе [Bollinger et al., 2007] лишь отмечается различие графиков повторяемости в летние и зимние месяцы, которое авторы связывают с различием сезонной модуляции землетрясений разных магнитуд. В работе [Mallika et al., 2013] исследовались изменения наклона графика повторяемости перед землетрясениями $M4+$ в области водохранилищ Койна–Варна. Авторы пришли к заключению, что уменьшения наклона графика повторяемости перед землетрясениями $M4+$ (отвечающие известному предвестниковому сценарию) наблюдаются на стадии увеличения нагрузки в регионе при сезонном наполнении водохранилища и не наблюдаются на стадии разгрузки. Вопрос о природе отмеченного эффекта не обсуждается.

Изменения сейсмического режима в сейсмических роях, при флюидной, как предполагается, инициации сейсмической активности, обсуждаются в ряде работ [Gibowicz, 1973а; 1973b; Kundu et al., 2012; Laderach et al., 2012; Fischer et al., 2014; Jenatton et al., 2007; Horalek et al., 2015; Потанина и др., 2011; Passarelli et al., 2015]. В некоторых детальных исследованиях обнаружены изменения наклона графика повторяемости во времени [Chiba, Shimizu, 2018; Jenatton et al., 2007; Потанина и др., 2011; Passarelli et al., 2015]. В частности, в работах [Потанина и др., 2011; Passarelli et al., 2015] отмечается уменьшение наклона графика повторяемости на стадии активизации (роста) роевой активности и его увеличение на стадии релаксации.

ИСХОДНЫЕ ДАННЫЕ

Наведенная сейсмичность в области Койна–Варна является классическим объектом исследований. Обзоры состояния исследований и современных результатов можно найти в работах

[Yadav et al., 2016; Михайлов и др., 2017]. В этой области развернуты две сети сейсмологических наблюдений, охватывающих различные интервалы времени. Соответственно, существуют два сейсмических каталога: каталог за 1964–2015 гг., составленный в Институте инженерных исследований штата Махараштра (MERI), Индия [Maharashtra, 2015], и каталог Национального института геофизических исследований (NGRI) с 2005 г. [Shashidhar et al., 2019]. Локальные магнитудные шкалы этих каталогов различаются, что отражается, в частности, на количествах относительно сильных землетрясений, сообщаемых в различных публикациях (см. более подробно в работах [Смирнов и др., 2017; 2018а]).

Отсутствие плотной сейсмической сети в период заполнения водохранилища Койна не позволяет статистически проанализировать изменения параметров сейсмического режима, вызванного заполнением водохранилища, как это было сделано, например, для Нурекского водохранилища [Смирнов и др., 2018б]. Но имеющиеся сейсмические данные позволяют провести оценки наклона графика повторяемости для выявленных в работах [Смирнов и др., 2017; 2018а] сезонных компонент наведенной сейсмичности.

В настоящей работе, так же, как и в предыдущих работах [Смирнов и др., 2017; 2018а], в качестве исходных данных использовался каталог MERI [Maharashtra, 2015], охватывающий больший, чем каталог NGRI, интервал времени. Общий объем каталога MERI – 6996 землетрясений. Первичный анализ данных этого каталога выявил в нем три этапа, отвечающих модернизации сейсмической сети и характеризующихся ступенчатым уменьшением представительной магнитуды [Смирнов и др., 2017]. В период с 1962 до 1983 гг. представительная магнитуда равна 4.2; с 1983 до 1995 гг. – 3.0; с 1995 по 2015 гг. – 2.0. Для обеспечения однородности данных по представительной магнитуде мы выбрали интервал времени 1983–2015 гг., отселектировав каталог по магнитуде 3.0. Этот интервал перекрывает время заполнения водохранилища Варна в 1985–1993 гг. и время его эксплуатации. Объем рабочего каталога землетрясений $M3+$ за указанные 33 года составляет 596 событий, т.е. в среднем 18 событий в год или 1.5 события в месяц. На рис. 1 представлен график повторяемости, построенный по этим данным.

СЕЗОННЫЕ ВАРИАЦИИ НАКЛОНА ГРАФИКА ПОВТОРЯЕМОСТИ

При среднем потоке событий (18 событий в год) объем рабочего каталога $M3+$ не позволяет получить оценки изменений наклона графика повторяемости в пределах каждого годового цикла, поэтому нами был применен метод накопле-

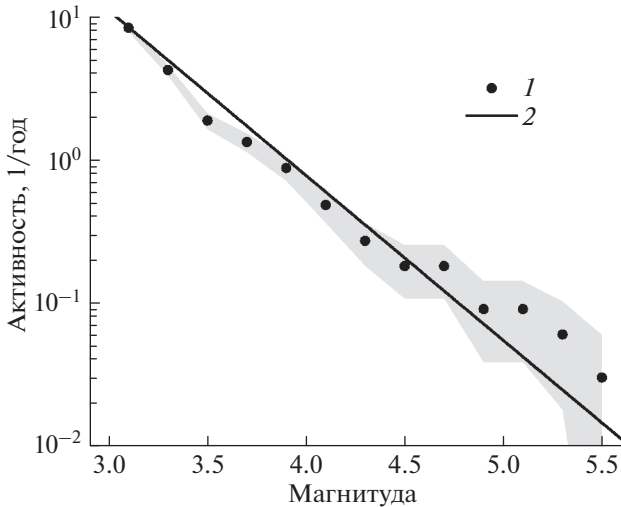


Рис. 1. График повторяемости землетрясений $M3+$ в области Койна–Варна по данным каталога MERI [Maharashtra, 2015]: 1 – гистограмма исходных данных, затенением показаны статистические погрешности гистограммы; 2 – аппроксимация согласно закону Гутенберга–Рихтера.

ния эпох, показавший свою эффективность при исследовании различных переходных режимов сейсмичности [Hainzl, 2004; Родкин, 2008; Смирнов, Завьялов, 2012]. Был сформирован сводный годовой каталог событий, в котором были собраны землетрясения за все 33 года, расположенные в пределах года (время события в сводном каталоге – время в году без учета номера самого года). Сводный каталог обеспечивает статистику 50 событий в месяц, что позволяет сделать оценки параметров сейсмического режима в скользящем окне и выявить их внутригодовые вариации.

В 1999, 2000 и 2005 гг. в регионе произошли относительно сильные землетрясения, сопровождавшиеся афтершоками, что при небольшой общей статистике существенно искажает оценки, поэтому указанные годы были полностью исключены из рассмотрения, что уменьшило общее количество событий до 512 (43 события в месяц).

На рис. 2 представлены результаты расчетов сейсмической активности (количество землетрясений в единицу времени) и наклона графика повторяемости по данным сводного каталога. Значения активности, полученные по сводному каталогу, пересчитаны к исходному уровню (без накопления эпох). Оценки наклона графика повторяемости сверху и снизу осуществлялись модифицированным методом максимального правдоподобия [Потанина и др., 2011], учитывающим смещение оценки при цензурировании выборки сверху. За начало отсчета сезонного времени принят момент начала увеличения уровня воды в водохранилищах. Годовой цикл

замыкался по кругу, так что январь следовал за декабрем. Для наглядности годовой цикл на рис. 2 повторен дважды, чтобы “разрезание” года не мешало видеть полную картину вариаций. Идентичные повторяющиеся годовые циклы разделены на рис. 2 вертикальной пунктирной линией.

На рис. 2 заливкой показаны “односигмовые” доверительные интервалы оценок активности и наклона графика повторяемости. Однако при небольших объемах использованных месячных выборок сводного каталога, состоящих из 40–50 событий, величины стандартных доверительных интервалов, опирающиеся на асимптотические оценки, могут оказаться не вполне корректными. В связи с этим было проведено статистическое моделирование на случайных синтетических каталогах.

Статистическое моделирование было проведено, во-первых, для получения прямой оценки изменчивости наклона графика повторяемости и активности при объеме выборки, соответствующем реальному каталогу землетрясений. Во-вторых, проверялось наличие или отсутствие чисто методической связи оценок наклона графика повторяемости с активностью: известное смещение оценки максимального правдоподобия (ОМП) может проявляться как изменение оценки наклона графика повторяемости при изменении объема выборки, а при совместном оценивании активности и наклона графика повторяемости ОМП могут коррелировать [Садовский, Писаренко, 1991].

Статистическое моделирование осуществлялось посредством формирования синтетического каталога с заданными распределениями событий во времени и по магнитуде. Генерируемые многократно синтетические каталоги подвергались такому же анализу, как и реальный сейсмический каталог, при этом вычислялись средние оценки и стандартные отклонения активности и наклона графика повторяемости [Смирнов, Пономарев, 2020].

Процедура формирования синтетического каталога заключалась в создании двух независимых массивов данных одинакового объема: массива времен и массива магнитуд.

Массив времен событий синтетического каталога формировался на основе генерации случайных значений интервалов времени между последовательными событиями τ_i , подчиняющихся экспоненциальному распределению (отвечающему пуассоновскому потоку событий):

$$P(\tau) = \alpha e^{-\alpha\tau}. \tag{1}$$

В отличие от работы [Смирнов, Пономарев, 2020], параметр распределения α не оставался постоянным, а медленно менялся во времени, ими-

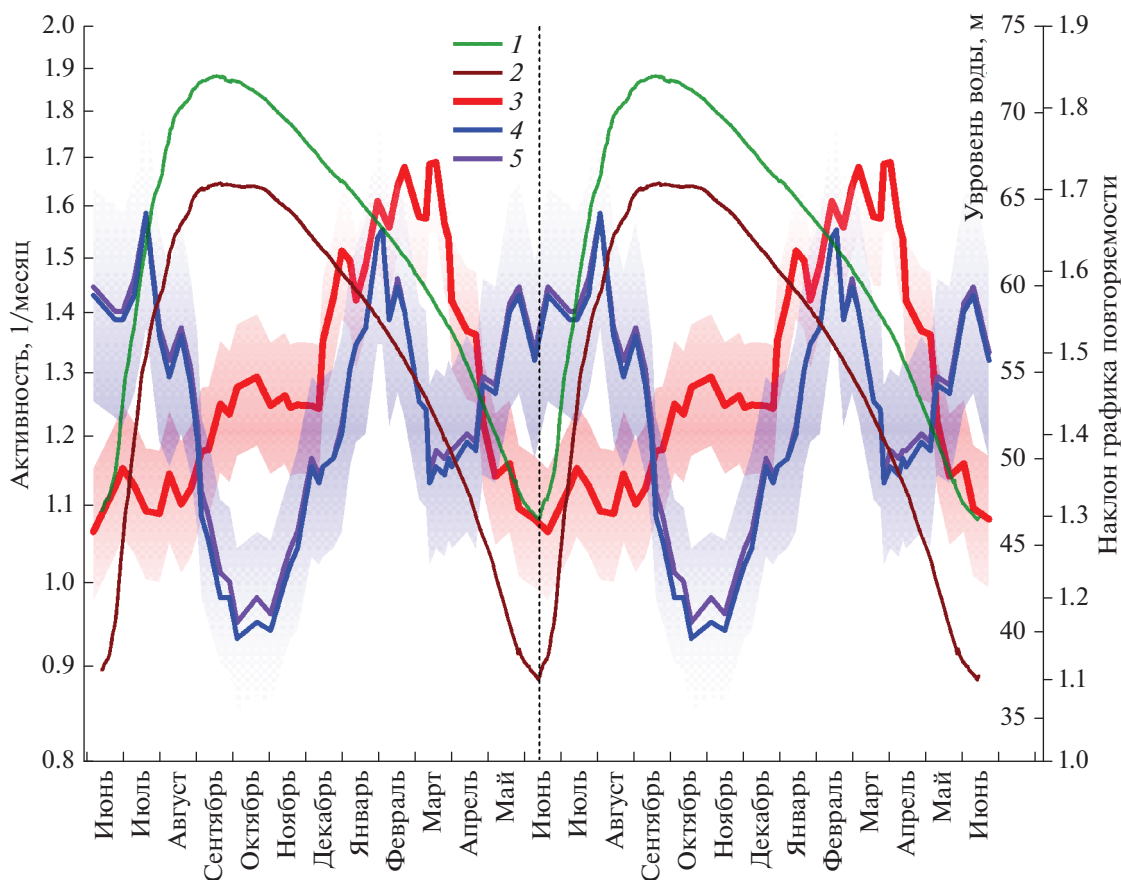


Рис. 2. Сезонные вариации сейсмической активности и наклона графика повторяемости в области наведенной сейсмичности Койна–Варна: 1, 2 – годовая компонента уровня воды в водохранилищах Койна и Варна соответственно (глубины водохранилищ у плотин); 3 – сейсмическая активность, заливкой показан доверительный интервал оценок; 4, 5 – оценки снизу и сверху наклона графика повторяемости (по методике из работы [Потанина и др., 2011]) и их доверительные интервалы (показаны заливкой). Годовой цикл представлен дважды, вертикальная пунктирная линия – граница повторения цикла.

тируя сезонные изменения сейсмической активности. Для α было принято выражение:

$$\alpha(t) = \alpha_0 \left(1 + \beta \cos\left(\frac{2\pi}{T}t + \phi\right) \right). \quad (2)$$

Период T задавался равным 1 году, параметры α_0 и β определялись по данным реального каталога: α_0 – средняя активность (отношение полного количества событий к полному интервалу времени); $\beta = \frac{A_{\max} - A_{\min}}{2}$ – половина полного размаха активности. Отметим, что задача “подогнать” кривую активности синтетического каталога к кривой реального каталога не ставилась. Переменная активность была введена для проверки наличия или отсутствия артефактной связи оценок наклона графика повторяемости с активностью при имеющемся объеме данных каталога. Фаза ϕ не учитывалась и была положена в (2) для простоты равной нулю.

Массив магнитуд формировался случайными числами, имеющими экспоненциальное распределение:

$$P(M) = \lambda e^{-\lambda M} \quad (3)$$

с $\lambda = b \ln 10$, что соответствует закону Гутенберга–Рихтера с параметром b . Значение b задавалось равным 1.4 – величине наклона графика повторяемости, рассчитанному по всему сейсмическому каталогу. Случайные величины магнитуд, генерируемые согласно распределению (3), прибавлялись к представительной магнитуде реального каталога $M_0 = 3$.

Синтетический каталог формировался с тем же объемом, что и реальный – 512 событий. Каждому событию синтетического каталога приписывалось время из массива времен и магнитуда из массива магнитуд. Затем из синтетического каталога формировался сводный годовой каталог (как это делалось для реального каталога), и выполнялись оценки параметров активности и наклона

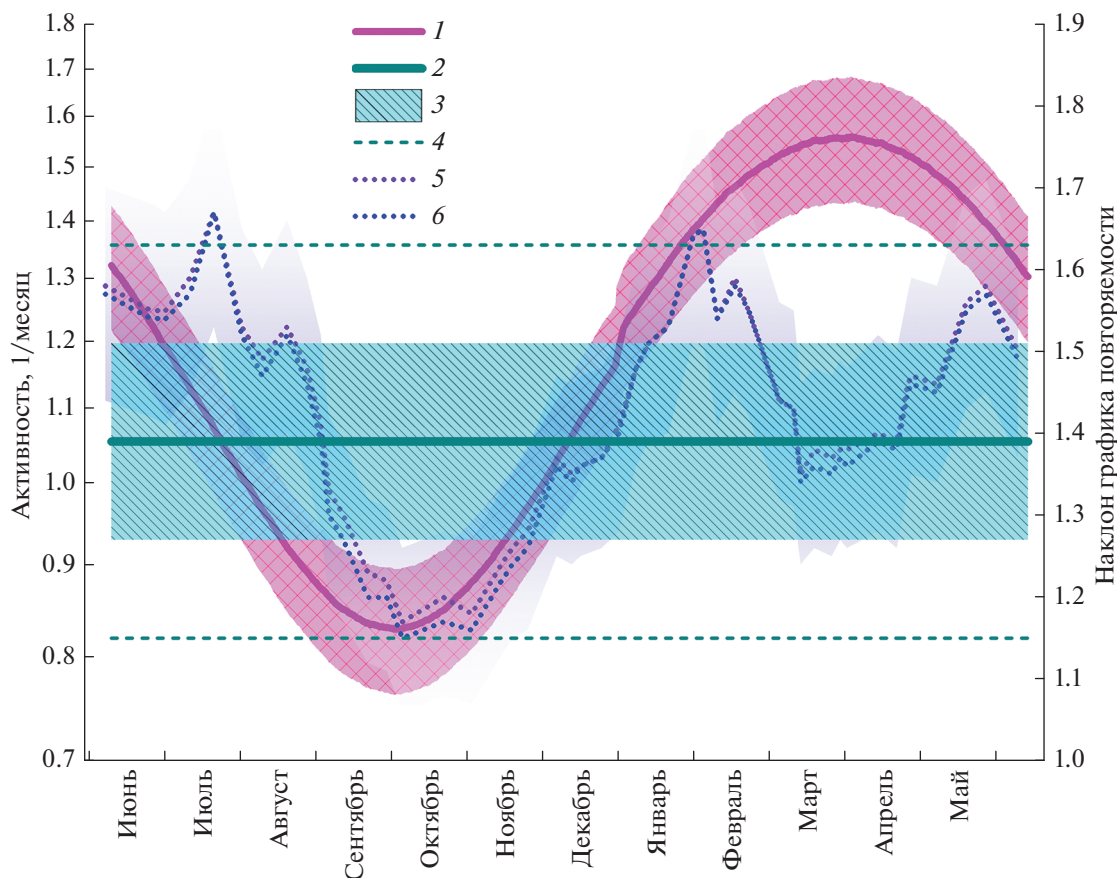


Рис. 3. Активность и наклон графика повторяемости по данным статистического моделирования: 1 – активность по случайному каталогу согласно формуле (2), заливкой показан интервал в одно стандартное отклонение; 2 – наклон графика повторяемости по случайному каталогу при постоянном во времени значении параметра λ в формуле (3); показаны интервалы в одно – заливка 3 и в два – линии 4 стандартных отклонения; 5 и 6 – оценки наклона графика повторяемости реального каталога (совпадают с кривыми 4 и 5 на рис. 2).

графика повторяемости в скользящих окнах по тем же программам, что и для реального каталога. Такая процедура повторялась многократно, вычислялись средние значения и стандартные отклонения оцениваемых параметров (на основании специальных тестов мы остановились на варианте 10000 повторов).

Результаты статистического моделирования на случайных каталогах представлены на рис. 3. На этот же рисунок нанесены оценки наклона графика повторяемости по реальному каталогу (см. рис. 2).

На рис. 3 видно, что оценки заданной в модели постоянной величины наклона графика повторяемости не меняются при изменении активности случайного каталога. Это означает, что для актуальных объемов выборок нет артефактной связи оценок параметров наклона графика повторяемости и сейсмической активности.

Оценки относительной погрешности (отношения стандартного отклонения к среднему значению) по данным статистического моделирова-

ния дают (в среднем по всему интервалу времени) для наклона графика повторяемости 0.086, для активности 0.080. Относительные погрешности для реальных данных (представленных на рис. 2), оцененные как отношение погрешности ОМП к самой оцениваемой величине дают для наклона графика повторяемости 0.083, а для активности 0.082. Последние практически совпадают с “прямыми” оценками соответствующих величин по методу статистического моделирования, что свидетельствует о корректности асимптотических оценок погрешностей ОМП на статистике выборок имеющих объемы в 40–50 событий. Следовательно, для анализа и интерпретации можно пользоваться доверительными интервалами, представленными на рис. 2.

Рисунок 3 свидетельствует, что сезонные вариации наклона графика повторяемости по данным реального каталога выходят за интервал “одна сигма” (66% уровень значимости), но не выходят за интервал “два сигма” (96% уровень значимости)

случайного каталога с постоянным значением параметров распределения (3).

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

На рис. 2 видно, что сейсмическая активность достигает абсолютных максимальных значений в декабре—марте, в период уменьшения уровня воды в водохранилищах Койна и Варна. Небольшое относительное увеличение активности видно также в сентябре—октябре, когда уровень воды в водохранилищах близок к своему годовому максимуму. Эти сезонные максимумы сейсмической активности в области Койна—Варна ранее уже выделялись другими способами как по каталогу MERI [Смирнов и др., 2017; 2018a], так и по каталогу NGRI [Aroga et al., 2017]. Повышение активности в сентябре—октябре интерпретируется как немедленный отклик на увеличение уровня воды в водохранилищах вследствие немедленного увеличения порового давления из-за дополнительного сжатия каркаса горных пород под весом воды в водохранилище. Максимум в феврале—марте рассматривается как задержанный отклик. На рис. 2 (на сводном годовом интервале) этот максимум сливается с дополнительной зимней активизацией в декабре—январе, появившейся после 2005 г. [Смирнов и др., 2018a]. Задержка отклика относительно максимума уровня воды в водохранилищах считается обусловленной увеличением порового давления вследствие постепенной диффузии воды в земную кору через дно водохранилища [Durá-Gómez, Talwani, 2010; Simpson et al., 2018]. Другой интерпретацией максимума активности в декабре—марте, приходящегося на интервал уменьшения уровня воды, является высказанное Х. Гуптой предположение о влиянии на сейсмический режим эффекта разгрузки региона при уменьшении уровня воды в водохранилищах [Gupta, 2001].

В предшествующих публикациях мы отмечали, что соотношение максимумов сезонной сейсмической активности немедленного и задержанного откликов меняется со временем [Смирнов и др., 2018a; Смирнов, Пономарев, 2020]. После заполнения водохранилища Варна величина немедленного отклика была гораздо меньше, чем после заполнения водохранилища Койна, тогда как величина задержанного отклика, наоборот, увеличилась. Преобладание величины задержанного отклика над немедленным хорошо видно на рис. 2. Напомним, что результаты, представленные на рис. 2, получены по данным за 1983—2015 гг. — в основном, во время и после заполнения водохранилища Варна в 1985—1993 гг. В работе [Смирнов и др., 2018a] мы высказали предположение, что отличия сезонного отклика сейсмичности при заполнении водохранилища Варна от заполнения водохранилища Койна мо-

гут быть связаны с разными условиями флюидной инициации: заполнение Варны, в отличие от Койны, осуществлялось вблизи области активизированной сейсмичности, тогда как Койна заполнялась в асейсмичной области.

На графике сезонных вариаций наклона графика повторяемости на рис. 2 видно, что в течение года есть два максимума и два минимума. Минимумы в октябре и марте приходятся примерно на месяцы максимумов сезонной сейсмической активности: немедленного (сентябрь—октябрь) и задержанного (февраль—март).

Максимумы наклона графика повторяемости (пики в январе и сентябре—августе) нельзя однозначно отнести к той или иной фазе сезонной сейсмической активности: осенний максимум приходится на минимум активности, а январский захватывает максимум в декабре—январе. При этом оба максимума не попадают на минимум или максимум уровня воды в водохранилищах, а приходятся на интервалы роста или спада уровня воды. Таким образом, не ясно, следует ли соотносить времена максимумов наклона графика повторяемости с характером изменения сейсмической активности или с циклом колебаний уровня воды. В качестве попытки прояснить этот вопрос был проведен анализ данных лабораторного эксперимента по циклической флюидной инициации процесса разрушения в образце гранита.

ЛАБОРАТОРНЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ

Эксперимент проводился в Геофизической обсерватории “Борок” ИФЗ РАН. Общее описание лабораторного оборудования представлено в работах [Патонин и др., 2013; 2018]. Испытываемый образец гранита КВН-5-548-1 был отобран с глубины 548 м из скважины Phansavale (КВН05) [Khanna et al., 2020] в рамках программы глубинного бурения в области наведенной сейсмичности Койна—Варна в Западной Индии [Gupta, 2017]. Сезонные изменения порового давления, вызванные вариациями уровня воды в водохранилище, в лаборатории моделировались заданными циклическими увеличениями и уменьшениями порового давления воды в испытываемом образце.

Эксперимент проводился при постоянном давлении всестороннего сжатия 10 МПа. Осевое нагружение велось в режиме управления по деформации (*strain-control*). До начала обводнения образца он был нагружен до 100 МПа (около 90% от предела прочности), затем нагрузка была уменьшена до 90 МПа, и началось обводнение. Вода нагнеталась под давлением в поровое пространство образца через одну торцевую грань, другая торцевая грань оставалась непроницаемой для воды (рис. 4).

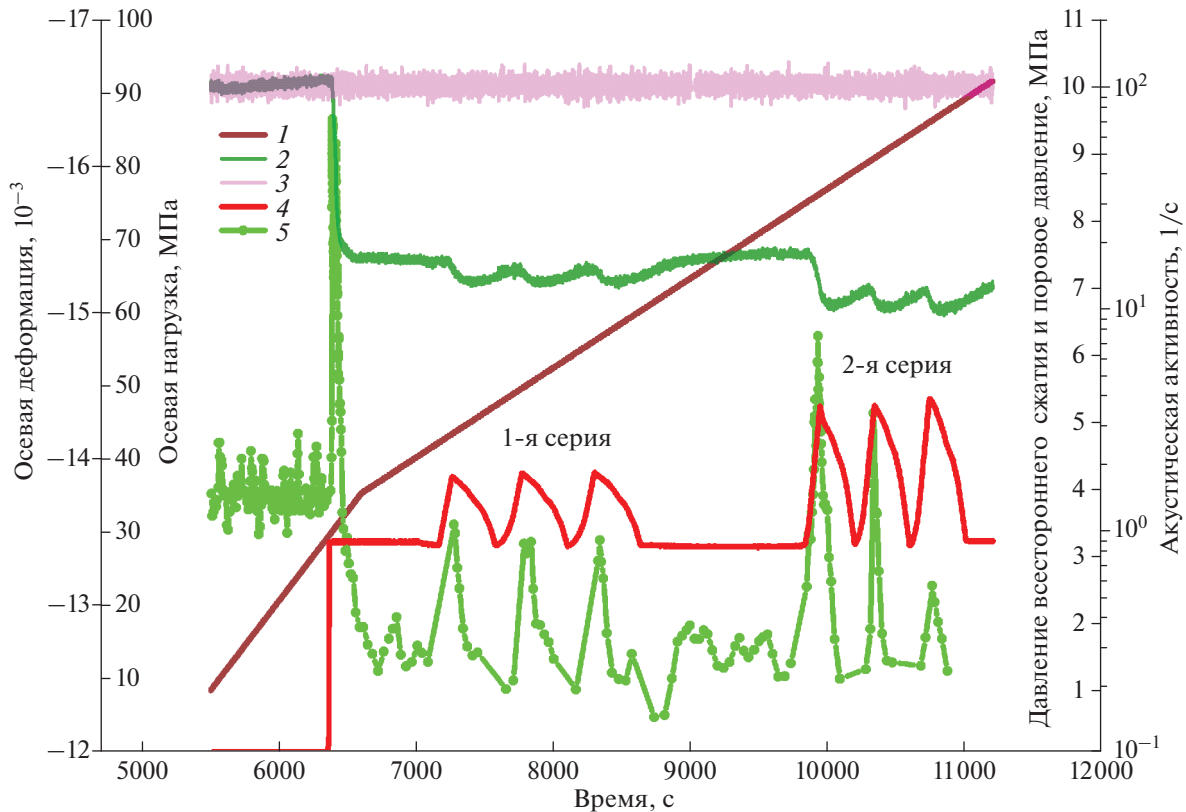


Рис. 4. История нагружения образца гранита КВН-5-548-1: 1 – осевая деформация, задаваемая смещением пуансона пресса; 2 – осевая нагрузка; 3 – давление всестороннего сжатия; 4 – поровое давление; 5 – активность АЭ.

Инъекция воды в сухой образец вызвала образование макроразрыва через весь образец, сопровождавшееся интенсивной акустической эмиссией (АЭ) и падением осевых напряжений вследствие уменьшения несущей способности образца (см. более детальное описание и обсуждение этой стадии эксперимента в работе [Смирнов и др., 2020]). Образование макроразрыва в образце можно соотнести с формированием в природных условиях разрывной зоны Доначивада вдоль простирания очага землетрясения М6.3 10.12.1967 г., произошедшего вблизи плотины Койна после обводнения части земной коры вследствие заполнения водохранилища [Смирнов и др., 2018а; Goswami et al., 2020].

На стадии циклических увеличений и уменьшений порового давления скорость осевой деформации удерживалась постоянной, а заметные на рис. 4 вариации напряжений отражали изменения эффективных механических свойств образца.

Система акустических датчиков, расположенных на цилиндрической поверхности образца, позволяла формировать каталог акустических событий, аналогичный каталогу землетрясений.

Однако его объем оказался недостаточным для проведения статистического анализа.

Специальный датчик, встроенный в пуансон пресса и прижимаемый им к торцевой поверхности образца, обеспечивает существенно большую чувствительность, что позволяет получить на порядок большие объемы выборок импульсов, отвечающих акустическим событиям. Набор времен и амплитуд этих импульсов аналогичен сейсмическому бюллетеню отдельной сейсмической станции. Эти данные не позволяют судить о положении источников сигналов АЭ в пространстве, но дают возможность провести анализ интегрального для всего образца изменения активности и наклона графика повторяемости во времени. В качестве энергетического класса акустических событий использовалась величина $K = 2 \lg A$, где A – амплитуда импульса АЭ в относительных единицах. Абсолютная калибровка датчика не проводилась, что не позволяет связать величину A с абсолютным смещением в акустической волне. Более подробное описание системы регистрации сигналов АЭ и принципов их анализа по аналогии с сейсмическими данными можно найти в работе [Смирнов, Пономарев, 2020].

Аналізу были подвергнуты данные двух серий контролируемого изменения порового давления (рис. 4). Каждая серия состояла из трех циклов плавных увеличений и уменьшений давления. Такая форма была выбрана в соответствии с формой изменения уровня воды в водохранилищах (см. рис. 2).

Так же, как и в случае анализа сезонных колебаний сейсмичности в области Койна–Варна, в лабораторном эксперименте был применен метод накопления эпох. Для каждой серии из трех циклов увеличения–уменьшения порового давления формировался сводный бюллетень событий АЭ, по данным которого строились оценки изменений акустической активности и наклона графика повторяемости по тем же методикам, что применялись для анализа колебаний сейсмичности. На рис. 5 показаны, для примера, графики повторяемости для каждого из трех циклов увеличения–уменьшения порового давления первой серии и график повторяемости для сводного бюллетеня. Видно, что графики повторяемости для отдельных циклов имеют сходный вид, наклоны их близки, что подтверждает корректность применения метода накопления эпох и возможность использования сводного каталога как каталога, характеризующего всю серию.

На рис. 6 представлены изменения активности и наклона графика повторяемости для двух серий циклических колебаний порового давления, показанных на рис. 4. За нулевое время принят момент достижения поровым давлением максимума в каждом цикле увеличения–уменьшения давления. Как и в случае анализа натуральных данных, оценки проводились в скользящем окне с заданным количеством событий, сдвигаемом на заданную величину.

На рис. 6 видно, что максимум акустической активности приходится примерно на максимум порового давления. Вопрос о закономерностях и возможной природе задержек активизации разрушения при флюидной активизации подробно рассмотрен в работе [Смирнов и др., 2020], в том числе для рассматриваемого образца гранита, и мы не будем его здесь касаться.

На рис. 6 видно также, что минимум наклона графика повторяемости приходится примерно на максимум активности, как это было отмечено для сезонной сейсмичности в области Койна–Варна (см. рис. 2). В эксперименте, также как и в натуральных условиях, на один цикл увеличения–уменьшения порового давления приходится два максимума наклона графика повторяемости. Первый максимум приходится на фазу увеличения давления, но проявляется в двух исследованных сериях на разных частях спада. Во второй серии заметен также дополнительный максимум на

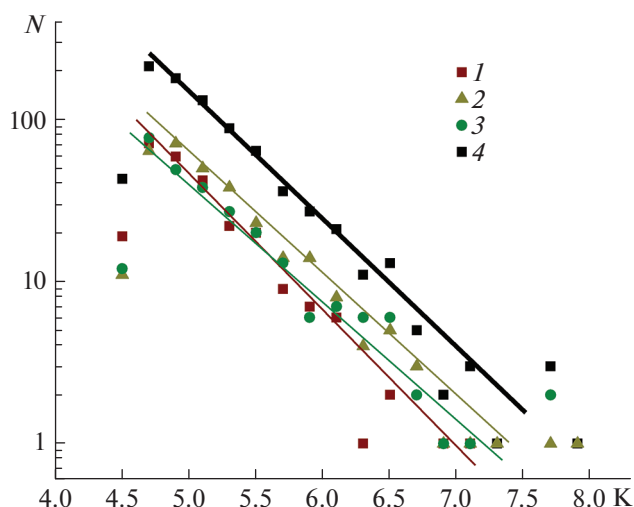


Рис. 5. Графики повторяемости для отдельных циклов (1, 2, 3) и сводного бюллетеня (4) событий АЭ первой серии.

стадии спада давления, но его величина и статистическая значимость меньше, чем двух основных максимумов. Мы не можем пока утверждать является ли различие особенностей кривых наклона графика повторяемости для первой и второй серий закономерным или случайным. Но можем уверенно заключить, что в рассмотренном эксперименте для одного цикла увеличения–уменьшения порового давления наблюдается два максимума и один минимум наклона графика повторяемости.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В случае сезонных изменений сейсмичности в области Койна–Варна мы видим в пределах года два цикла увеличения–уменьшения сейсмической активности и два цикла изменения наклона графика повторяемости. Наличие такого удвоения мы связываем с наличием двух механизмов инициации наведенной сейсмичности, известных как немедленный и задержанный отклик. Эти механизмы были первоначально выявлены при заполнении водохранилищ [Simpson, 1988], но они же обнаруживаются и в процессе эксплуатации водохранилищ при изменении уровня воды в резервуаре [Durá-Gómez, Talwani, 2010; Simpson et al., 2018; Смирнов и др., 2018a]. Согласно этим механизмам, каждый из двух максимумов инициированной сейсмичности приходится на максимум порового давления (это – упрощенный вариант, который не учитывает возможной задержки отклика относительно порового давления вследствие конечной скорости собственно кинетики развития разрушения [Смирнов и др., 2010; Смирнов, Пономарев, 2020] или вклада скорости измене-

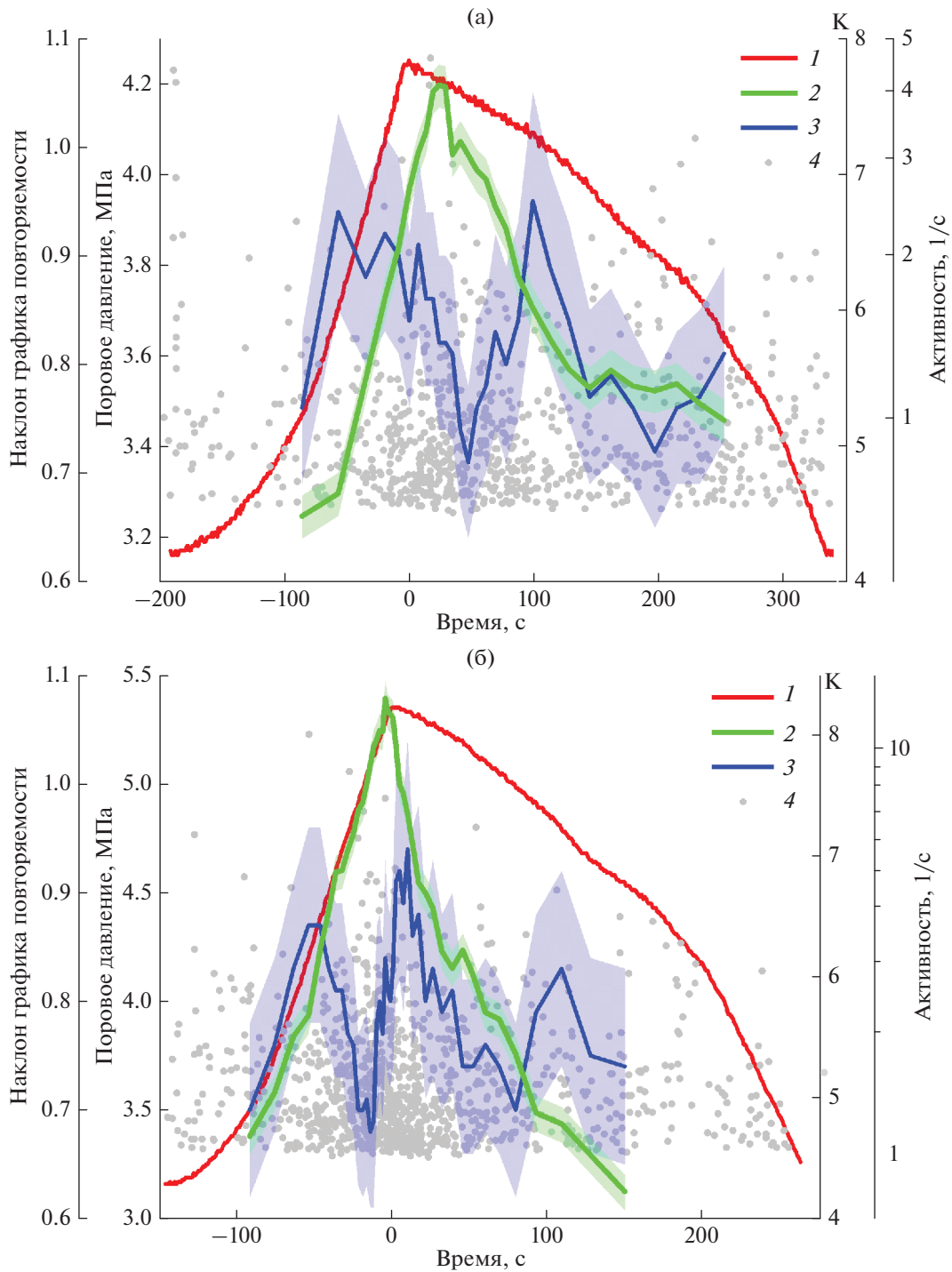


Рис. 6. Изменение активности и наклона графика повторяемости, оцененные по сводным бюллетеням акустической эмиссии в “событийных” окнах по 120 событий, сдвигаемых на 20 событий: (а) – 1-я серия (изменение порового давления на 1 МПа); (б) – 2-я серия (изменение порового давления на 2 МПа); 1 – поровое давление, 2 – активность АЭ, 3 – наклон графика повторяемости, 4 – энергетический класс К событий АЭ.

ния уровня воды и порового давления в активизацию сейсмичности [Мирзоев и др., 1987; Капустян, Юдахин, 2007; Durá-Gómez, Talwani, 2010]). Первый раз максимум порового давления достигается в момент максимального уровня воды

вследствие мгновенного (в масштабе годового периода колебаний уровня воды) сжатия порового пространства матрицы горной породы давлением столба воды на дно водохранилища. Второй максимум порового давления, вызывающий второй

максимум инициации сейсмичности, связывают со временем достижения области генерации землетрясений диффузионной волной давления в системе разломов.

Изученные нами колебания величины наклона графика повторяемости в пределах годового цикла показали, что минимальные значения наклона графика повторяемости приходится на интервалы описанных выше максимумов инициированной сейсмической активности. Такой же эффект наблюдался в невулканических сейсмических роях, предположительно флюидной природы [Потанина и др., 2011], и его связь с флюидной инициацией разрушения была подтверждена в лабораторном эксперименте [Потанина и др., 2015]. Обобщение данных по динамике различных переходных режимов сейсмичности позволило заключить, что этот эффект характерен для переходных режимов в целом [Смирнов, Пономарев, 2020].

В пилотном лабораторном эксперименте, результаты которого представлены в настоящей статье, минимум наклона графика повторяемости также приходится на интервал максимума акустической активности, инициированной поровым давлением флюида.

Максимумы наклона графика повторяемости в годовом цикле природной сейсмичности, на первый взгляд, не удается однозначно ассоциировать с особенностями изменения сейсмической активности. Но оба максимума кажутся связанными с изменением уровня воды в водохранилищах: один приходится на стадию увеличения уровня воды, другой – на стадию уменьшения. Результаты лабораторного эксперимента продемонстрировали приуроченность максимумов наклона графика повторяемости к нарастанию и спаду порового давления.

При более подробном сопоставлении лабораторных и натуральных результатов нужно иметь в виду, что режим лабораторного эксперимента не вполне соответствовал предполагаемому режиму природных колебаний порового давления. Модуляция осевой нагрузки на образец, которая могла бы моделировать сезонные колебания нагрузки на дно водохранилища, в эксперименте не проводилась, а заметные на рис. 4 изменения напряжений в циклах увеличения–уменьшения порового давления являются следствием, а не причиной разрушения. В эксперименте просто задавалось изменение порового давления вне связи его с двумя указанными выше механизмами повышения порового давления в природных условиях. В эксперименте мы не учитывали возможного различия эффектов инициации разрушения вследствие повышения порового давления при сжатии каркаса породы во всем объеме (уменьшения порового пространства, заполненного жидкостью)

или же повышения порового давления вследствие движения его фронта внутрь среды от поверхности с конечной скоростью диффузии. Тем самым мы неявно предположили, что задаваемый в эксперименте цикл увеличения–уменьшения порового давления и связанный с ним цикл увеличения–уменьшения акустической активности моделирует как мгновенный, так и задержанный отклик в натурной сейсмичности. Это предположение пока не доказано, что не позволяет аргументированно выдвигать соображения о механизмах отмеченной выше связи наклона графика повторяемости инициированной сейсмичности с флюидным режимом.

В природных условиях связь динамики задержанного отклика сейсмичности с изменением уровня воды в водохранилищах представляется более сложной, чем динамика немедленного отклика. Задержанный отклик связывают с достижением диффузионным фронтом флюида сейсмогенной зоны, понижающим в ней эффективную прочность среды и инициирующим, тем самым, усиление процесса разрушения, что фиксируется как задержанный отклик сейсмичности. Учитывая, что давление флюида передается, в основном, по неоднородной системе разломов, обладающих, вероятно, различной проницаемостью, и учитывая очевидную неоднородность сейсмогенной зоны, нельзя ожидать, что динамика задержанного отклика будет просто повторять кривую вариаций уровня воды на дне водохранилища, сдвинутую по времени на некое среднее время диффузии флюида. Это обстоятельство подтверждается для области Койна–Варна теоретическими расчетами [Durá-Gómez, Talwani, 2010; Gahalaut, 2021]. Даже для сильно упрощенного строения региона характер связи кривой порового давления на глубине в несколько километров с изменением уровня воды в водохранилищах существенно зависит от предполагаемой геометрии разломных структур региона и величин их проницаемости, а также ряда других плохо контролируемых параметров [Talwani, 2007; Gahalaut, Gupta, 2008; Gahalaut, 2021]. Фактически, мы не знаем деталей пространственно-временного распределения порового давления, инициирующего задержанный отклик сейсмичности в районе водохранилищ, и, следовательно, результаты нашего упрощенного эксперимента нельзя напрямую сопоставлять с более сложной динамикой задержанного отклика в натуральных условиях.

Механизм немедленного отклика сейсмичности определяет более простую связь увеличения нагрузки на поверхность среды (увеличения уровня воды в водохранилище) с инициируемой им сейсмической активностью [Gahalaut, 2021]. Он не предполагает задержки изменения порового давления относительно изменения нагрузки на дно водохранилища. Полагая, что на стадии не-

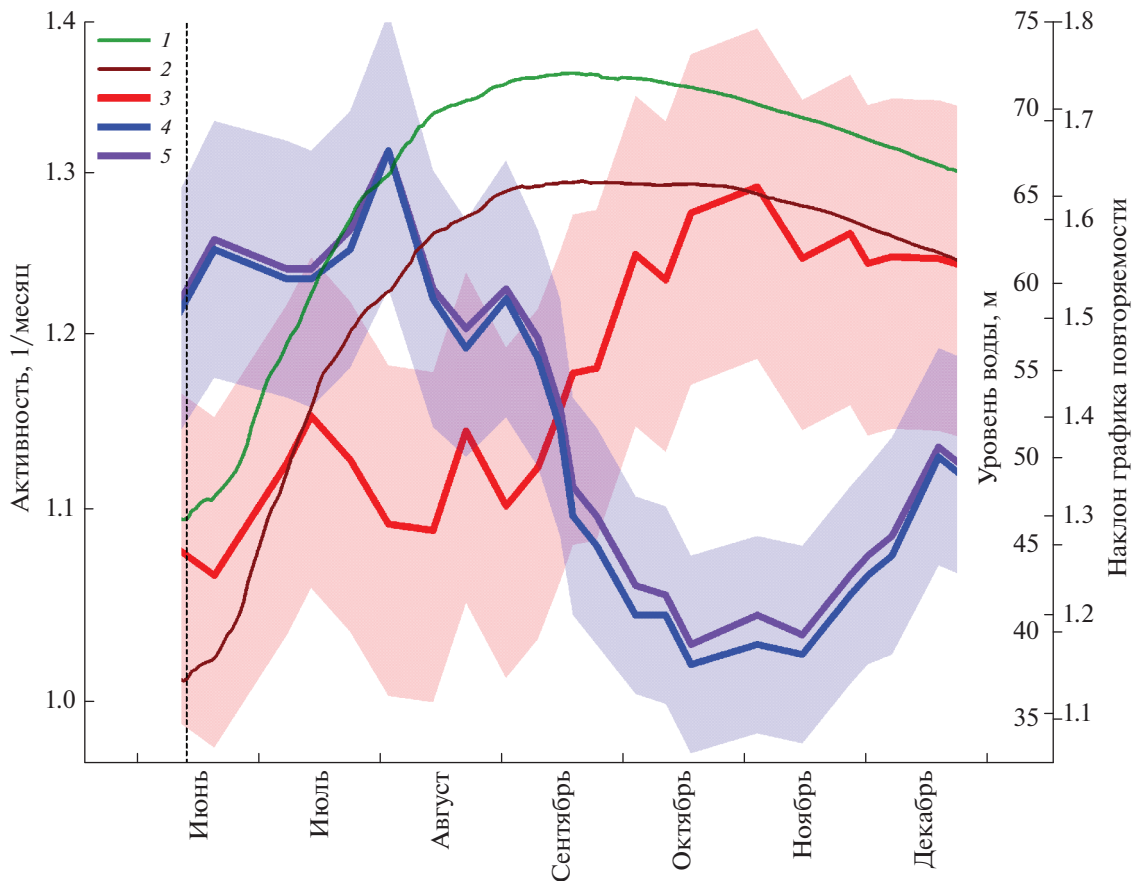


Рис. 7. Сейсмическая активность и наклон графика повторяемости на интервале времени, отвечающем немедленному отклику сезонной сейсмичности. Обозначения – как на рис. 2: 1, 2 – годовая компонента уровня воды в водохранилищах Койна и Варна, соответственно; 3 – сейсмическая активность; 4, 5 – оценки снизу и сверху наклона графика повторяемости, заливкой показаны доверительные интервалы.

медленного отклика в природных условиях кривая порового давления повторяет кривую изменения уровня воды в водохранилище, можно в этом случае более уверенно соотносить лабораторные результаты с натурными.

На рис. 7 мы вырезали из представленных на рис. 2 кривых интервал времени, отвечающий немедленному отклику. Начало интервала выбрано в начале сезонного роста уровня воды. Конец интервала выбрать с определенностью затруднительно, поскольку, задержанный отклик может начинаться, когда немедленный еще не закончился. Мы не можем разделить эти два отклика на интервале их перекрытия, поэтому ограничимся лишь тем интервалом, где виден локальный максимум инициированной сейсмической активности.

На стадии нарастания уровня воды (и, следовательно, порового давления – в рамках модели немедленного отклика) на рис. 7 видны вариации наклона графика повторяемости, схожие с полученными в эксперименте (рис. 6): небольшое увеличение наклона графика повторяемости с по-

следующим более существенным спадом, совпадающим по времени с нарастанием сейсмической активности. Такие изменения, отвечающие сценарию слияния и роста трещин (известному в сейсмологии как сценарий ЛНТ), характерны для стадии активизации многих переходных режимов сейсмичности [Смирнов, Пономарев, 2020].

Некоторое запаздывание максимума сейсмического отклика относительно максимума уровня воды в водохранилище, заметное на рис. 7, может быть связано как с неучтенной в модели мгновенного отклика задержкой повышения порового давления в среде, так и обуславливаться кинетикой собственно процесса разрушения [Смирнов, Пономарев, 2020].

ВЫВОДЫ

1. Техника накопления эпох в совокупности со статистическим моделированием случайных каталогов землетрясений позволила выделить тонкие особенности режима сезонных компонент наведенной сейсмичности в области Койна–Варна.

2. Сезонные колебания сейсмической активности в области Койна–Варна, связанные с годовыми вариациями уровня воды в водохранилищах, демонстрируют два локальных максимума в пределах года, отвечающих известным механизмам немедленного и задержанного отклика резервуарной сейсмичности.

3. Наклон графика повторяемости землетрясений закономерно изменяется в пределах годового цикла сезонной сейсмичности. Минимальные значения наклона графика повторяемости приходятся на интервалы максимумов как мгновенного, так и задержанного сейсмического отклика. Максимумы наклона графика повторяемости приходятся на фазы нарастания и спада уровня воды в водохранилищах.

4. В пилотном лабораторном эксперименте с циклическим увеличением–уменьшением порового давления в образце гранита (извлеченного из скважины в области наведенной сейсмичности Койна–Варна) на максимум порового давления приходится максимум акустической активности и минимум наклона графика повторяемости. Максимумы наклона графика повторяемости приходятся как на стадию увеличения, так и на стадию уменьшения порового давления.

5. Характер изменения сейсмической активности и наклона графика повторяемости на стадии активизации немедленного отклика инициированной сейсмичности согласуется с характерным для активизации переходных сейсмических режимов сценарием постепенного перераспределения процесса разрушения от младших к старшим масштабным уровням. Аналогичные изменения параметров акустического режима обнаружены в лабораторном эксперименте на стадии активизации процесса разрушения, инициированным повышением порового давления.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в соответствии с государственными заданиями Института физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН и физического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова.

Лабораторные исследования проводились в Центре коллективного пользования “Петрофизика, геомеханика и палеомагнетизм” ИФЗ РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Капустян Н.К., Юдахин Ф.Н. Сейсмические исследования техногенных воздействий на земную кору и их последствия. Екатеринбург: УрО РАН. 2007. 416 с.

Мирзоев К.М., Негматуллаев С.Х., Симпсон Д., Соболева О.В. Возмужденная сейсмичность в районе водохранилища Нурекской ГЭС. Душанбе: Дониш. 1987. 402 с.

Михайлов В.О., Арора К., Пономарев А.В., Шринагеш Д., Смирнов В.Б., Чадда Р. Наведенная сейсмичность в районе водохранилищ Койна и Варна, Индия: обзор современных данных и гипотез // Физика Земли. 2017. № 4. С. 28–39.

Патонин А.В., Пономарев А.В., Смирнов В.Б. Аппаратно-программный лабораторный комплекс для решения задач физики разрушения горных пород // Сейсмические приборы. 2013. Т. 49. № 1. С. 19–34.

Патонин А.В., Шихова Н.М., Пономарев А.В., Смирнов В.Б. Модульная система непрерывной регистрации акустической эмиссии для лабораторных исследований разрушения горных пород // Сейсмические приборы. 2018. Т. 54. № 3. С. 35–55.

Потанина М.Г., Смирнов В.Б., Бернар П. Развитие роевой активности в Коринфском рифте в 2000–2005 гг. // Физика Земли. 2011. № 7. С. 54–66.

Потанина М.Г., Смирнов В.Б., Пономарев А., Бернар П., Любушин А., Шозиёев Ш. Особенности акустической эмиссии при флюидной инициации разрушения по данным лабораторного моделирования // Физика Земли. 2015. № 2. С. 126–138.

Родкин М.В. О режиме сейсмической активизации в обобщенной окрестности сильного землетрясения // Физическая мезомеханика. 2008. Т. 11. № 1. С. 74–79.

Садовский М.А., Писаренко В.Ф. Сейсмический процесс в блоковой среде. М.: Наука. 1991. 96 с.

Смирнов В.Б., Завьялов А.Д. К вопросу о сейсмическом отклике на электромагнитное зондирование литосферы Земли // Физика Земли. 2012. № 7–8. С. 63–88.

Смирнов В.Б., Михайлов В.О., Пономарев А.В., Арора К., Chadha R.K., Srinagesh D., Потанина М.Г. О динамике сезонных компонент наведенной сейсмичности в области Койна–Варна, западная Индия // Физика Земли. 2018а. № 4. С. 100–109.

Смирнов В.Б., Пономарев А.В. Физика переходных режимов сейсмичности. М.: РАН – 2020. 412 с.

Смирнов В.Б., Пономарев А.В., Бернар П., Патонин А.В. Закономерности переходных режимов сейсмического процесса по данным лабораторного и природного моделирования // Физика Земли. 2010. № 2. С. 17–49.

Смирнов В.Б., Пономарев А.В., Исаева А.В., Бондаренко Н.Б., Патонин А.В., Казначеев П.А., Строганова С.М., Потанина М.Г., Chadha R.K., Arora K. Флюидная инициация разрушения в сухих и водонасыщенных горных породах // Физика Земли. 2020. № 6. С. 86–105.

Смирнов В.Б., Пономарев А.В., Карцева Т.И., Михайлов В.О., Chadha R.K., Айдаров Ф. Динамика наведенной сейсмичности при заполнении Нурекского водохранилища // Физика Земли. 2018б. № 4. С. 110–120.

Смирнов В.Б., Шринагеш Д., Пономарев А.В., Чадда Р., Михайлов В.О., Потанина М.Г., Карташов И.М., Строганова С.М. Режим сезонных вариаций наведенной сейсмичности в области водохранилищ Койна–Варна, Западная Индия // Физика Земли. 2017. № 4. С. 40–49.

Соболев Г.А. Модель лавинно-неустойчивого трещинообразования – ЛНТ // Физика Земли. 2019. № 1. С. 166–179.

Alba S.G., Vargas C.A., Zang A. Evidencing the relationship between injected volume of water and maximum expected magnitude during the Puerto Gaitan (Colombia) earth-

- quake sequence from 2013 to 2015 // *Geophys. J. Int.* 2020. V. 220. P. 335–344.
<https://doi.org/10.1093/gji/ggz433>
- Arora K., Chadha R.K., Srinu Y., Selles A., Srinagesh D., Smirnov V., Ponomarev A., Mikhailov V.O.* Lineament fabric from airborne LiDAR and its influence on triggered earthquakes in the Koyna-Warna region, Western India // *J. Geol. Soc. India.* 2017. V. 90. P. 670–677.
- Bachmann C.E., Wiemer S., Woessner J., Hainzl S.* Statistical analysis of the induced Basel 2006 earthquake sequence introducing a probability-based monitoring approach for enhanced geothermal systems // *Geophys. J. Int.* 2011. V. 186(2). P. 793–807.
- Bettinelli P., Avouac J.-P., Flouzat M., Bollinger L., Ramillien G., Rajaure S., Sapkota S.* Seasonal variations of seismicity and geodetic strain in the Himalaya induced by surface hydrology // *Earth Planet. Sci. Lett.* 2008. V. 266. P. 332–344.
<https://doi.org/10.1016/j.epsl.2007.11.021>
- Bollinger L., Perrier F., Avouac J.P., Sapkota S., Gautam U., Tiwari D.R.* Seasonal modulation of seismicity in the Himalaya of Nepal // *Geophys. Res. Lett.* 2007. V. 34. L08304.
<https://doi.org/10.1029/2006GL029192>
- Bourne S.J., Oates S.J., van Elk J., Doornhof D.* A seismological model for earthquakes induced by fluid extraction from a subsurface reservoir // *J. Geophys. Res. Solid Earth.* 2014. V. 119. P. 8991–9015.
<https://doi.org/10.1002/2014JB011663>
- Broccardo M., Mignan A., Grigoli F., Karvounis D., Rinaldi R.P., Danciu L., Hofmann H., Milkereit C., Dahm T., Zimmermann G., Hjörleifsdóttir V., Wiemer S.* Induced seismicity risk analysis of the hydraulic stimulation of a geothermal well on Geldinganes, Iceland. *Natural Hazards and Earth System Sciences Discussions*, (early online release). 2019.
<https://doi.org/10.5194/nhess-2019-331>
- Carder D.S.* Seismic investigations in the Boulder Dam area, 1940–1944, and the influence of reservoir loading on earthquake activity // *Bull. Seismol. Soc. Am.* 1945. V. 35. P. 175–192.
- Chiba K., Shimizu H.* Spatial and temporal distributions of b-value in and around Shinmoe-dake, Kirishima volcano, Japan // *Planets and Space.* 2018. V. 70. P. 122.
<https://doi.org/10.1186/s40623-018-0892-7>
- Christiansen L.B., Hurwitz S., Inge-britsen S.* Annual modulation of seismicity along the San Andreas Fault near Parkfield, CA // *Geophys. Res. Lett.* 2007. V. 34. L04306.
<https://doi.org/10.1029/2006GL028634>
- Christiansen L.B., Hurwitz S., Saar M.O., Ingebritsen S.E., Hsieh P.A.* Seasonal seismicity at western United States volcanic centers // *Earth Planet. Sci. Lett.* 2005. V. 240. P. 307–321.
- Cuenot N., Dorbath C., Dorbath L.* Analysis of the microseismicity induced by fluid injections at the EGS site of Soultz-sous-Forêts (Alsace, France): implications for the characterization of the geothermal reservoir properties // *Pure Appl. Geophys.* 2008. V. 165(5). P. 797–828.
- D'Agostino N., Silverii E., Amoroso O., Convertito V., Fiorillo F., Ventafridda G., Zollo A.* Crustal deformation and seismicity modulated by groundwater recharge of karst aquifers // *Geoph. Res. Lett.* 2018. V. 22. P. 12,253–12,262.
<https://doi.org/10.1029/2018GL079794>
- Durá-Gómez I., Talwani P.* Hydromechanics of the Koyna-Warna region, India // *Pure and Applied Geophysics.* 2010. V. 167. № 1. P. 183–213.
- El-Isa Z.H., Eaton D.W.* Spatiotemporal variations in the b-value of earthquake magnitude–frequency distributions: Classification and causes // *Tectonophysics.* 2014. V. 615–616. P. 1–11.
<https://doi.org/10.1016/j.tecto.2013.12.001>
- Ellsworth W.* Injection-induced earthquakes // *Science.* 2013. V. 341. № 6142.
<https://doi.org/10.1126/science.1225942>
- Farquharson J.I., Amelung F.* Extreme rainfall triggered the 2018 rift eruption at Kilauea Volcano // *Nature.* 2020. V. 580. P. 491–495.
<https://doi.org/10.1038/s41586-020-2172-5>
- Fischer T., Horálek J., Hrubcová P., Vavryčuk V., Bräuer K., Kämpf H.* Intra-continental earthquake swarms in West-Bohemia and Vogtland: A review // *Tectonophysics.* 2014. V. 611. P. 1–27.
- Gahalaut K., Gupta P.K.* An integral equation algorithm for 3-D simulation of pore pressure in a porous elastic medium with heterogeneities // *Geophys. J. Int.* 2008. V. 175. P. 1245–1253
<https://doi.org/10.1111/j.1365-246X.2008.03940.x>
- Gahalaut K.* On the Common Features of Reservoir Water-Level Variations and Their Influence on Earthquake Triggering: An Inherency of Physical Mechanism of Reservoir-Triggered Seismicity // *Bull. Seismol. Soc. Am.* 2021. V. 111. P. 2720–2732.
<https://doi.org/10.1785/0120200336>
- Gao S.S., Silver P.G., Linde A.T., Sacks I.S.* Annual modulation of triggered seismicity following the 1992 Landers earthquake in California // *Nature.* 2000. V. 406. P. 500–504.
<https://doi.org/10.1038/35020045>
- Gibowicz S.J.* Patterns of earthquake swarm activity // *Annals of geophysics (Annali di geofisica).* 1973a. V. 26(4). P. 637–658.
- Gibowicz S.J.* Variation of frequency–magnitude relationship during Taupo earthquake swarm of 1964–65 // *New Zealand Journal of Geology and Geophysics.* 1973b. V. 16:1. P. 18–51.
<https://doi.org/10.1080/00288306.1973.10425384>
- Goswami D., Hazarika P., Roy S.* In Situ Stress Orientation From 3 km Borehole Image Logs in the Koyna Seismogenic Zone, Western India: Implications for Transitional Faulting Environment // *Tectonics.* 2020. V. 39. e2019TC005647.
<https://doi.org/10.1029/2019TC005647>
- Gupta H.K.* A review of recent studies of triggered earthquakes by artificial water reservoirs with special emphasis on earthquakes in Koyna, India // *Earth-Science Reviews.* 2002. V. 58(3–4). P. 279–310.
- Gupta H.K.* *Reservoir-Induced Earthquakes.* Amsterdam: Elsevier. 1992. 364 p.
- Gupta H.K.* Short-term earthquake forecasting may be feasible at Koyna, India // *Tectonophysics.* 2001. V. 338. P. 353–357.
- Gupta H.K.* Koyna, India, an ideal site for near field earthquake observations // *J. Geol. Soc. India.* 2017. V. 90. P. 645–652.

- Hainzl S. Seismicity patterns of earthquake swarms due to fluid intrusion and stress triggering // *Geophys. J. Int.* 2004. V. 159. P. 1090–1096.
- Horálek J., Fischer T., Einarsson P., Jakobsdóttir S.S. Earthquake Swarms. Encyclopedia of Earthquake Engineering / Beer M. et al. (eds.), Berlin Heidelberg: Springer-Verlag. 2015. P. 871–885.
- Huang Y., Beroza G.C. Temporal variation in the magnitude-frequency distribution during the Guy-Greenbrier earthquake sequence // *Geophys. Res. Lett.* 2015. V. 42(16). P. 6639–6646.
<https://doi.org/10.1002/2015GL065170>
- Jenatton L., Guiguet R., Thouvenot F., Daix N. The 16000-event 2003–2004 earthquake swarm in Ubaye (French Alps) // *J. Geophysical Research.* 2007. V. 112. B. 11304.
<https://doi.org/10.1029/2006JB004878>
- Khanna T.C., Arora K., Raza H., Chadha R. K., Gupta H.K. Bore-hole well-cores provide evidence for crustal heterogeneity beneath the Koyna-Warna reservoir site, Deccan Volcanic Province, India // *J. Geological Society of India.* 2020. V. 96. P. 36–42.
- Kim K.-I., Min K.-B., Kim K.-Y., Choi J.W., Yoon K.-S., Yoon W.S. et al. Protocol for induced microseismicity in the first enhanced geothermal systems project in Pohang, Korea // *Renewable and Sustainable Energy Reviews.* 2018. V. 91. P. 1182–1191.
<https://doi.org/10.1016/j.rser.2018.04.062>
- Kundu B., Legrand D., Gahalaut K., Gahalaut V.K., Mahesh P., Kamesh Raju K.A., Catherine J.K., Ambikapathy A., Chadha R.K. The 2005 volcano-tectonic earthquake swarm in the Andaman Sea: Triggered by the 2004 great Sumatra-Andaman earthquake // *Tectonics.* 2012. V. 31. TC5009.
<https://doi.org/10.1029/2012TC003138>
- Kwiatak G., Martínez-Garzón P., Dresen G., Bohnhoff M., Sone H., Hartline C. Effects of long-term fluid injection on induced seismicity parameters and maximum magnitude in northwestern part of The Geysers geothermal field // *J. Geophys. Res. Solid Earth.* 2015. V. 120. P. 7085–7101.
<https://doi.org/10.1002/2015JB012362>
- Kwiatak G., Saarno T., Ader T., Bluemle F., Bohnhoff M., Chendorain M., Dresen G., Heikkinen P., Kukkonen I., Leary P., Leonhardt M., Malin P., Martínez-Garzón P., Passmore K., Passmore P., Valenzuela S., Wollin C. Controlling fluid-induced seismicity during a 6.1-km-deep geothermal stimulation in Finland // *Science Advances.* 2019. V. 5(5). P. eaav7224.
<https://doi.org/10.1126/sciadv.aav7224>
- Laderach C., Korger E.I.M., Schlindwein V., Muller C., Eckstaller A. Characteristics of tectonomagmatic earthquake swarms at the Southwest Indian Ridge between 16° E and 25° E // *Geophys. J. Int.* 2012. V. 190. P. 429–441.
- Langenbruch C., Ellsworth W.L., Woo J.-U., Wald D. J. Value at induced risk: injection-induced seismic risk from low-probability, high-impact events // *Geophysical Research Letters.* 2020. V. 47. № 2.
<https://doi.org/10.1029/2019GL085878>
- Mallika K., Gupta H., Shashidhar D., Purnachandra Rao N., Yadav A., Rohilla S., Satyanarayana H.V.S., Srinagesh D. Temporal variation of b value associated with $M \sim 4$ earthquakes in the reservoir-triggered seismic environment of the Koyna–Warna region, Western India // *J. Seismol.* 2013. V. 17. P. 189–195.
<https://doi.org/10.1007/s10950-012-9318-3>
- Manga M., Wang C.-Y. Earthquake Hydrology / Treatise on Geophysics. 2-n edition. V. 4. Earthquake Seismology. Elsevier. 2015. P. 305–328.
- Martínez-Garzón P., Kwiatak G., Sone H., Bohnhoff M., Dresen G., Hartline C. Spatiotemporal changes, faulting regimes, and source parameters of induced seismicity: A case study from The Geysers geothermal field // *J. Geophys. Res. Solid Earth.* 2014. V. 119. P. 8378–8396.
<https://doi.org/10.1002/2014JB011385>
- Mousavi S.M., Ogwari P.O., Horton S.P., Langston C.A. Spatio-temporal evolution of frequency-magnitude distribution and seismogenic index during initiation of induced seismicity at Guy-Greenbrier, Arkansas // *Physics of the Earth and Planetary Interiors.* 2017. V. 267. P. 53–66.
<https://doi.org/10.1016/j.pepi.2017.04.005>
- Panda D., Kundu B., Gahalaut V.K., Bürgmann R., Jha B., Asaithambi R., Yadav R.K., Vissa N.K., Bansal A.K. Seasonal modulation of deep slow-slip and earthquakes on the Main Himalayan Thrust // *Nature Communications.* 2018. V. 9. P. 4140.
<https://doi.org/10.1038/s41467-018-06371-2>
- Panza G.F., Peresan A., Zuccolo E. Climate modulation of seismicity on the Alpine-Himalayan mountain ranges // *Terra Nova.* 2011. V. 23. P. 19–25.
- Passarelli L., Hainzl S., Cesca S., Maccaferri F., Mucciarelli M., Roessler D., Corbi F., Dahm T., Rivalta E. Aseismic transient driving the swarm-like seismic sequence in the Pollino range, Southern Italy // *Geophys. J. Int.* 2015. V. 201. P. 1553–1567.
- Peresan A., Cocetta F., Panza G.F. Seasonal modulation of seismicity: the competing/collaborative effect of the snow and ice load on the lithosphere. 2017.
<https://arxiv.org/abs/1702.06292>
- Ruiz-Barajas S., Santoyo M.A., Benito Oterino M.B., Alvarado G.E., Climent A. Stress transfer patterns and local seismicity related to reservoir water-level variations. A case study in central Costa Rica // *Nature.* 2019. V. 9. P. 5600.
<https://doi.org/10.1038/s41598-019-41890-y>
- Shashidhar D., Mallika K., Mahato C. et al. A Catalogue of Earthquakes in the Koyna-Warna Region, Western India (2005–2017) // *J. Geological Society of India.* 2019. V. 93. P. 7–24.
- Simpson D.W., Leith W.S., Scholz, C.H. Two types of reservoir-induced seismicity // *Bull. Seismol. Soc. Am.* 1988. V. 78. № 6. P. 2025–2040.
- Simpson D.W., Stachnik J.C., Negmatoullaev S.K. Rate of Change in Lake Level and Its Impact on Reservoir Triggered Seismicity // *Bulletin of the Seismological Society of America.* 2018. V. 108(5B). P. 2943–2954.
<https://doi.org/10.1785/0120180026>
- Smirnov V., Ponomarev A., Bernard P., Bourouis S. Field Experiment in Soultz-sous-Forêts, 1993: Changes of the Pattern of Induced Seismicity // *Acta Geophysica.* 2013. V. 61. P. 1598–1625.
<https://doi.org/10.2478/s11600-013-0150-0>
- Talwani, P., Chen L., Gahalaut K. Seismogenic permeability, k_s // *J. Geophys. Res.* 2007. № B07309. P. 112.
<https://doi.org/10.1029/2006JB004665>

Ueda T., Kato A. Seasonal variations in crustal seismicity in San-in District, Southwest Japan // *Geoph. Res. Lett.* 2019. V. 6. P. 3172–3179.

<https://doi.org/10.1029/2018GL081789>

Vlcek J., Fischer T., Dorbath C. b-value mapping of injection-induced earthquakes and earthquake swarms // *Geophysical Research Abstracts*. 2014. V. 16. EGU2014-12375-1

Vorobieva I., Shebalin P., Narteau C. Condition of Occurrence of Large Man-Made Earthquakes in the Zone of Oil Production, Oklahoma // *Izv., Phys. Solid Earth*. 2020. V. 56. P. 911–919.

<https://doi.org/10.1134/S1069351320060130>

Wilson M.P., Foulger G.R., Gluyas R.J., Davies R.J., Julian B.R. Hiquake: the human-induced earthquake database // *Seismol. Res. Lett.* 2017. V. 88. № 6. P. 1560–1565.

Xue L., Johnson C.W., Fu Y., Bürgmann R. Seasonal seismicity in the western branch of the East African Rift System // *Geoph. Res. Lett.* 2020. V. 47. № 6.

<https://doi.org/10.1029/2019GL085882>

Yadav A., Bansal B.K., Pandey A.P. Five decades of triggered earthquakes in Koyna-Warna Region, Western India – A review // *Earth-Science Reviews*. 2016. V. 162. P. 433–450.

Seasonal Variations in the b -value of the Reservoir-Triggered Seismicity in the Koyna–Warna Region, Western India

V. B. Smirnov^{a, b, *}, M. G. Potanina^{a, b}, T. I. Kartseva^{a, b}, A. V. Ponomarev^b,
A. V. Patonin^c, V. O. Mikhailov^{a, b}, and D. S. Sergeev^{a, b}

^a*Schmidt Institute of Physics of the Earth, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

^b*Faculty of Physics, Moscow State University, Moscow, Russia*

^c*Geophysical Observatory “Borok,” Schmidt Institute of Physics of the Earth, Russian Academy of Sciences, Borok, Yaroslavl oblast, Russia*

*w-mail: vs60@mail.ru

Based on the analysis of local earthquake catalog data, fine features in the behavior of seasonal components of induced seismicity in the Koyna–Warna region, western India, are revealed. The seasonal variations in seismicity associated with annual water level fluctuations in the Koyna and Warna reservoirs have local maxima within a year, which correspond to the known mechanisms of immediate and delayed response of the reservoir-triggered seismicity. The superposed epoch analysis method in combination with statistical modeling of random earthquake catalogs revealed regular changes in the b -value of the frequency–magnitude relationship of the earthquakes within the annual cycle of seasonal seismicity fluctuations. The minimum b -values fall in the intervals of the maxima in both the immediate and delayed seismic responses. The maximum b -values are observed at the rise and fall phases of the water level in the reservoirs. The pattern of the changes in seismicity together with the b -value behavior at the activation phase of the immediate response of the reservoir-triggered seismicity is consistent with the scenario of a gradual redistribution of the failure process from lower to higher scale levels, characteristic of the activation of transient seismicity. In a pilot laboratory experiment on cyclic initiation of fracture process by pore pressure in a granite sample extracted from a well in the Koyna–Warna region of reservoir-triggered seismicity, the patterns of the changes in the acoustic regime, similar to the seasonal features of the Koyna–Warna region seismicity, are found.

Keywords: local earthquake catalog, seasonal components, mechanism of immediate and delayed response, immediate response activation stage, cyclic initiation by pore pressure

ПРЯМАЯ И ОБРАТНАЯ ЗАДАЧА ГЕОЭЛЕКТРИКИ БИАНИЗОТРОПНЫХ СРЕД НА ОСНОВЕ ОБЪЕМНЫХ ИНТЕГРАЛЬНЫХ УРАВНЕНИЙ

© 2022 г. П. Н. Александров^{1, *}, В. Н. Кризский^{2, **}

¹Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН, г. Москва, Россия

²Санкт-Петербургский горный университет, г. Санкт-Петербург, Россия

*E-mail: alexandr@igemi.troitsk.ru

**E-mail: Krizskiy_VN@pers.spmi.ru

Поступила в редакцию 22.11.2021 г.

После доработки 06.12.2021 г.

Принята к публикации 24.12.2021 г.

Изучение бианизотропных сред началось более века назад. Одним из фундаментальных исследований является работа В.Р. Бурсиана — известного автора первого учебника по электроразведке. Целью настоящей работы является поиск решения обратных задач для бианизотропных сред. В статье предложено решение обратной задачи геоэлектрики бианизотропных сред на основе интегральных уравнений электродинамики, сводящихся к системе линейных алгебраических уравнений относительно искомым электромагнитных параметров среды. Приведены результаты математического моделирования по решению прямых и обратных задач для бианизотропных моделей геоэлектрической среды.

Ключевые слова: прямые и обратные задачи геоэлектрики, анизотропные и бианизотропные среды, интегральные уравнения.

DOI: 10.31857/S0002333722030012

ВВЕДЕНИЕ

Решение прямых и обратных трехмерных задач геоэлектрики бианизотропных сред представляет актуальную проблему современной электроразведки, поскольку такие среды позволяют максимально полно описать линейные электромагнитные свойства горной породы [Туров, 1983; Александров, 2000]. Сложность решения таких задач связана с большим количеством электромагнитных параметров (максимально 36), которыми характеризуются линейные среды и сложностью решения уравнений относительно компонент электромагнитного поля для таких сред. Одним из способов решения прямых задач для бианизотропных сред является способ сведения системы уравнений Максвелла к системе обыкновенных дифференциальных уравнений первого порядка. Однако такой подход эффективен только для одномерных сред. Для трехмерных сред наиболее перспективным способом является способ, основанный на решении объемных интегральных уравнений. Вследствие этого, прежде получим объемные интегральные уравнения относительно компонент электромагнитного поля для случая трехмерной бианизотропной неоднородности, находящейся в однородном бианизотропном пространстве.

ВЫВОД ИНТЕГРАЛЬНЫХ УРАВНЕНИЙ

Для решения прямой трехмерной задачи геоэлектрики бианизотропных сред воспользуемся методом интегральных уравнений на основе леммы Лоренца [Марков и др., 1979].

Рассмотрим две системы уравнений Максвелла:

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = \sigma \mathbf{E} + \alpha \mathbf{H} + \mathbf{J}^{ext}, \quad (1)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = -i\alpha(\mu \mathbf{H} + \beta \mathbf{E}) + \mathbf{B}^{ext}, \quad (2)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{G}_x^e = \sigma_0 \mathbf{Q}_x^e + \alpha_0 \mathbf{G}_x^e + \delta \mathbf{i}, \quad (3)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{Q}_x^e = -i\alpha(\mu_0 \mathbf{G}_x^e + \beta_0 \mathbf{Q}_x^e), \quad (4)$$

где: $i = \sqrt{-1}$; \mathbf{H} , \mathbf{E} — векторы напряженностей соответственно магнитного и электрического полей, источниками которых являются компоненты стороннего электрического тока \mathbf{J}^{ext} и сторонней магнитной индукции \mathbf{B}^{ext} (в уравнениях (1) и (2)); \mathbf{G}_x^e , \mathbf{Q}_x^e — вспомогательные векторы, аналогичные напряженностям соответственно магнитного и электрического полей от источников, сосредоточенных в точках, направленными по соответствующим осям координат возбудителями электромаг-

нитного поля в виде пространственных дельта – функций Дирака (уравнение (3)); \mathbf{i} – орт оси x декартовой системы координат; ω – частота; $\sigma, \mu, \alpha, \beta$ – электромагнитные параметры неоднородной среды; $\sigma_0, \mu_0, \alpha_0, \beta_0$ – электромагнитные параметры вмещающей среды.

Магнитная проницаемость μ и удельная электропроводность σ – известные параметры в геоэлектрике, α, β – бианизотропные параметры, физическая размерность которых, соответственно, равны $(1/\text{м})$ и $(1/\text{м} \cdot \text{с})$. Все эти параметры описывают наиболее общие линейные электромагнитные свойства среды и являются матрицами размерностью 3×3 и, следовательно, общее количество электромагнитных параметров равно 36. Как показано в работе [Александров, 2000], бианизотропные параметры α, β связаны с извилистостью токопроводящих путей. Они являются комплексными функциями частоты и равны нулю при $\omega = 0$, т.е. при постоянном токе они исчезают.

Отметим, что исследованиями бианизотропных сред занимался один из основоположников теории геоэлектрики В.Р. Бурсиан [Bursian, Timogew, 1926; Бурсиан, 1972], получивший фундаментальные научные результаты, имеющие огромное значение и в настоящее время. Рассмотрение уравнений Максвелла в наиболее общей линейной постановке связано с объектом геофизических исследований, для которого заранее нельзя определить конкретный вид материальных уравнений.

Умножим уравнение (1) на транспонированный вектор электрического поля \mathbf{Q}_x^{eT} , уравнение (4) на транспонированный вектор магнитного поля \mathbf{H}^T , и результаты умножения вычтем:

$$\begin{aligned} \mathbf{Q}_x^{eT} \text{rot} \mathbf{H} - \mathbf{H}^T \text{rot} \mathbf{Q}_x^e &= \text{div}[\mathbf{Q}_x^e \times \mathbf{H}] = \\ &= \mathbf{Q}_x^{eT} (\sigma \mathbf{E} + \alpha \mathbf{H}) + i\omega \mathbf{H}^T (\mu_0 \mathbf{G}_x^e + \beta_0 \mathbf{Q}_x^e) + \mathbf{Q}_x^{eT} \mathbf{J}^{ext}. \end{aligned}$$

Далее, умножим уравнение (3) на \mathbf{E}^T , уравнение (2) на транспонированный вектор электрического поля \mathbf{G}_x^T и результаты умножения вычтем:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}^T \text{rot} \mathbf{G}_x^e - \mathbf{G}_x^T \text{rot} \mathbf{E} &= \text{div}[\mathbf{E}^T \times \mathbf{G}_x^e] = \\ &= \mathbf{E}^T (\sigma_0 \mathbf{Q}_x^e + \alpha_0 \mathbf{G}_x^e) + \\ &+ i\omega \mathbf{G}_x^{eT} (\mu \mathbf{H} + \beta \mathbf{E}) + \mathbf{E}^T \delta \mathbf{i} - \mathbf{G}_x^{eT} \mathbf{B}^{ext}. \end{aligned}$$

Вычитая результаты этих операций, получим:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}^T \delta \mathbf{i} = E_x &= -\text{div}([\mathbf{Q}_x^e \times \mathbf{H}] - [\mathbf{E}^T \times \mathbf{G}_x^e]) + \\ &+ \mathbf{Q}_x^{eT} (\sigma \mathbf{E} + \alpha \mathbf{H}) - \mathbf{E}^T (\sigma_0 \mathbf{Q}_x^e + \alpha_0 \mathbf{G}_x^e) + \\ &+ i\omega \mathbf{H}^T (\mu_0 \mathbf{G}_x^e + \beta_0 \mathbf{Q}_x^e) - \\ &- i\omega \mathbf{G}_x^{eT} (\mu \mathbf{H} + \beta \mathbf{E}) + \mathbf{Q}_x^{eT} \mathbf{J}^{ext} + \mathbf{G}_x^{eT} \mathbf{B}^{ext}. \end{aligned}$$

Для остальных компонент электрического поля (меняя ориентацию источников в уравнении (3) на y -компоненту с ортом \mathbf{j} и z -компоненту с ортом \mathbf{k}), действуя аналогично, получим:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}^T \delta \mathbf{j} = E_y &= -\text{div}([\mathbf{Q}_y^e \times \mathbf{H}] - [\mathbf{E}^T \times \mathbf{G}_y^e]) + \\ &+ \mathbf{Q}_y^{eT} (\sigma \mathbf{E} + \alpha \mathbf{H}) - \mathbf{E}^T (\sigma_0 \mathbf{Q}_y^e + \alpha_0 \mathbf{G}_y^e) + \\ &+ i\omega \mathbf{H}^T (\mu_0 \mathbf{G}_y^e + \beta_0 \mathbf{Q}_y^e) - \\ &- i\omega \mathbf{G}_y^{eT} (\mu \mathbf{H} + \beta \mathbf{E}) + \mathbf{Q}_y^{eT} \mathbf{J}^{ext} + \mathbf{G}_y^{eT} \mathbf{B}^{ext}; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \mathbf{E}^T \delta \mathbf{k} = E_z &= -\text{div}([\mathbf{Q}_z^e \times \mathbf{H}] - [\mathbf{E}^T \times \mathbf{G}_z^e]) + \\ &+ \mathbf{Q}_z^{eT} (\sigma \mathbf{E} + \alpha \mathbf{H}) - \mathbf{E}^T (\sigma_0 \mathbf{Q}_z^e + \alpha_0 \mathbf{G}_z^e) + \\ &+ i\omega \mathbf{H}^T (\mu_0 \mathbf{G}_z^e + \beta_0 \mathbf{Q}_z^e) - \\ &- i\omega \mathbf{G}_z^{eT} (\mu \mathbf{H} + \beta \mathbf{E}) + \mathbf{Q}_z^{eT} \mathbf{J}^{ext} + \mathbf{G}_z^{eT} \mathbf{B}^{ext}. \end{aligned}$$

Отсюда, после интегрирования по всему пространству, получим:

$$\begin{aligned} \mathbf{E} = \int_V \left(\begin{pmatrix} \mathbf{Q}_x^{eT} \sigma \mathbf{E} \\ \mathbf{Q}_y^{eT} \sigma \mathbf{E} \\ \mathbf{Q}_z^{eT} \sigma \mathbf{E} \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} \mathbf{E}^T \sigma_0 \mathbf{Q}_x^e \\ \mathbf{E}^T \sigma_0 \mathbf{Q}_y^e \\ \mathbf{E}^T \sigma_0 \mathbf{Q}_z^e \end{pmatrix} \right) dv - \\ - i\omega \int_V \left(\begin{pmatrix} \mathbf{G}_x^{eT} \mu \mathbf{H} \\ \mathbf{G}_y^{eT} \mu \mathbf{H} \\ \mathbf{G}_z^{eT} \mu \mathbf{H} \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} \mathbf{H}^T \mu_0 \mathbf{G}_x^e \\ \mathbf{H}^T \mu_0 \mathbf{G}_y^e \\ \mathbf{H}^T \mu_0 \mathbf{G}_z^e \end{pmatrix} \right) dv + \\ + \int_V \left(\begin{pmatrix} \mathbf{Q}_x^{eT} \alpha \mathbf{H} \\ \mathbf{Q}_y^{eT} \alpha \mathbf{H} \\ \mathbf{Q}_z^{eT} \alpha \mathbf{H} \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} \mathbf{E}^T \alpha_0 \mathbf{G}_x^e \\ \mathbf{E}^T \alpha_0 \mathbf{G}_y^e \\ \mathbf{E}^T \alpha_0 \mathbf{G}_z^e \end{pmatrix} \right) dv - \\ - i\omega \int_V \left(\begin{pmatrix} \mathbf{G}_x^{eT} \beta \mathbf{E} \\ \mathbf{G}_y^{eT} \beta \mathbf{E} \\ \mathbf{G}_z^{eT} \beta \mathbf{E} \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} \mathbf{H}^T \beta_0 \mathbf{Q}_x^e \\ \mathbf{H}^T \beta_0 \mathbf{Q}_y^e \\ \mathbf{H}^T \beta_0 \mathbf{Q}_z^e \end{pmatrix} \right) dv + \\ + \int_{V_\infty} \left(\begin{pmatrix} \mathbf{Q}_x^{eT} \mathbf{J}^{ext} + \mathbf{G}_x^{eT} \mathbf{B}^{ext} \\ \mathbf{Q}_y^{eT} \mathbf{J}^{ext} + \mathbf{G}_y^{eT} \mathbf{B}^{ext} \\ \mathbf{Q}_z^{eT} \mathbf{J}^{ext} + \mathbf{G}_z^{eT} \mathbf{B}^{ext} \end{pmatrix} \right) dv = \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
&= \int_V (\hat{Q}_e \sigma \mathbf{E} - (\mathbf{E}^T \sigma_0 \hat{Q}_e^T)^T) dv - \\
&- i\omega \int_V (\hat{G}_e \sigma \mathbf{H} - (\mathbf{H}^T \sigma_0 \hat{G}_e^T)^T) dv + \\
&+ \int_V (\hat{Q}_e \alpha \mathbf{H} - (\mathbf{E}^T \alpha_0 \hat{G}_e^T)^T) dv - i\omega \times \\
&\times \int_V (\hat{G}_e \beta \mathbf{E} - (\mathbf{H}^T \sigma_0 \hat{Q}_e^T)^T) dv + \\
&+ \int_{V_\infty} (\hat{Q}_e \mathbf{J}^{ext} + \hat{G}_e \mathbf{B}^{ext}) dv = \\
&= \int_V \hat{Q}_e (\sigma - \sigma_0^T) \mathbf{E} dv - i\omega \int_V \hat{G}_e (\mu - \mu_0^T) \mathbf{H} dv + \\
&+ \int_V \hat{Q}_e (\alpha - \alpha_0^T) \mathbf{H} dv - i\omega \int_V \hat{G}_e (\beta - \beta_0^T) \mathbf{E} dv + \\
&+ \int_{V_\infty} (\hat{Q}_e \mathbf{J}^{ext} + \hat{G}_e \mathbf{B}^{ext}) dv = \\
&= \int_V (\hat{Q}_e (\sigma - \sigma_0^T) - i\omega \hat{G}_e (\beta - \beta_0^T)) \mathbf{E} dv - \\
&- \int_V (i\omega \hat{G}_e (\mu - \mu_0^T) - \hat{Q}_e (\alpha - \alpha_0^T)) \mathbf{H} dv + \\
&+ \int_{V_\infty} (\hat{Q}_e \mathbf{J}^{ext} + \hat{G}_e \mathbf{B}^{ext}) dv.
\end{aligned}$$

Аналогичные интегральные уравнения получим, введя точечный источник сторонней магнитной индукции:

$$\text{rot} \mathbf{G}_x^h = \sigma_0 \mathbf{Q}_x^h + \alpha_0 \mathbf{G}_x^h,$$

$$\text{rot} \mathbf{Q}_x^h = -i\omega (\mu_0 \mathbf{G}_x^h + \beta_0 \mathbf{Q}_x^h) + \delta \mathbf{i}_x.$$

Тогда:

$$\begin{aligned}
\mathbf{H} &= \int_V (\hat{Q}_h (\sigma - \sigma_0^T) - i\omega \hat{G}_h (\beta - \beta_0^T)) \mathbf{E} dv - \\
&- \int_V (i\omega \hat{G}_h (\mu - \mu_0^T) - \hat{Q}_h (\alpha - \alpha_0^T)) \mathbf{H} dv + \\
&+ \int_{V_\infty} (\hat{Q}_h \mathbf{J}^{ext} + \hat{G}_h \mathbf{B}^{ext}) dv.
\end{aligned}$$

Вводя вектор $\mathbf{X} = \begin{pmatrix} \mathbf{E} \\ \mathbf{H} \end{pmatrix}$, получим векторные объемные интегральные уравнения в случае бианизотропных сред:

$$\mathbf{X} = \int_V \begin{pmatrix} \hat{Q}_e (\sigma - \sigma_0^T) - i\omega \hat{G}_e (\beta - \beta_0^T) & -i\omega \hat{G}_e (\mu - \mu_0^T) + \hat{Q}_e (\alpha - \alpha_0^T) \\ \hat{Q}_h (\sigma - \sigma_0^T) - i\omega \hat{G}_h (\beta - \beta_0^T) & -i\omega \hat{G}_h (\mu - \mu_0^T) + \hat{Q}_h (\alpha - \alpha_0^T) \end{pmatrix} \mathbf{X} dv + \mathbf{X}^f, \quad (5)$$

$$\text{где } \mathbf{X}^f = \int_{V_\infty} \begin{pmatrix} \hat{Q}_e & \hat{G}_e \\ \hat{Q}_h & \hat{G}_h \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{J}^{ext} \\ \mathbf{B}^{ext} \end{pmatrix} dv.$$

Здесь интегрирование производится по области источников и носителей неоднородностей во вмещающей среде с параметрами $\sigma_0, \mu_0, \alpha_0, \beta_0$.

РЕШЕНИЕ ПРЯМОЙ ЗАДАЧИ НА ОСНОВЕ ИНТЕГРАЛЬНЫХ УРАВНЕНИЙ

Для практических вычислений в качестве вмещающей среды использовалось однородное изотропное пространство. Найдем выражения для тензорной функции Грина электрического

$$\hat{Q}_e = \begin{pmatrix} \mathbf{Q}_x^{eT} \\ \mathbf{Q}_y^{eT} \\ \mathbf{Q}_z^{eT} \end{pmatrix} \text{ и магнитного } \hat{G}_e = \begin{pmatrix} \mathbf{G}_x^{eT} \\ \mathbf{G}_y^{eT} \\ \mathbf{G}_z^{eT} \end{pmatrix} \text{ типов. Роти-}$$

руя систему уравнений (3) и (4) и учитывая $\text{div} \mathbf{G}_x^e = 0$ и $\text{div} \mathbf{Q}_x^e = -\frac{1}{\sigma_0} \text{div} \delta \mathbf{i}$, получим:

$$\nabla^2 \mathbf{G}_x^e - i\omega \mu_0 \sigma_0 \mathbf{G}_x^e = -\text{rot} \delta \mathbf{i} + \text{gr} \text{div} \mathbf{G}_x^e = -\text{rot} \delta \mathbf{i},$$

$$\begin{aligned}
\nabla^2 \mathbf{Q}_x^e - i\omega \mu_0 \sigma_0 \mathbf{Q}_x^e &= i\omega \mu_0 \delta \mathbf{i} + \text{gr} \text{div} \mathbf{Q}_x^e = \\
&= i\omega \mu_0 \delta \mathbf{i} - \text{grad} \frac{1}{\sigma_0} \text{div} \delta \mathbf{i}.
\end{aligned}$$

Тогда:

$$\hat{G}_e = \begin{pmatrix} \mathbf{G}_x^{eT} \\ \mathbf{G}_y^{eT} \\ \mathbf{G}_z^{eT} \end{pmatrix} = - \begin{pmatrix} 0 & -\frac{\partial}{\partial z} G & \frac{\partial}{\partial y} G \\ \frac{\partial}{\partial z} G & 0 & -\frac{\partial}{\partial x} G \\ -\frac{\partial}{\partial y} G & \frac{\partial}{\partial x} G & 0 \end{pmatrix},$$

$$\hat{Q}_e = \begin{pmatrix} \mathbf{Q}_x^{eT} \\ \mathbf{Q}_y^{eT} \\ \mathbf{Q}_z^{eT} \end{pmatrix} = \frac{1}{\sigma_0} \begin{pmatrix} i\omega\mu_0\sigma_0 G - \frac{\partial^2}{\partial x^2} G & -\frac{\partial^2}{\partial y\partial x} G & -\frac{\partial^2}{\partial z\partial x} G \\ -\frac{\partial^2}{\partial x\partial y} G & i\omega\mu_0\sigma_0 G - \frac{\partial^2}{\partial y^2} G & -\frac{\partial^2}{\partial y\partial z} G \\ -\frac{\partial^2}{\partial x\partial z} G & -\frac{\partial^2}{\partial y\partial z} G & i\omega\mu_0\sigma_0 G - \frac{\partial^2}{\partial z^2} G \end{pmatrix} =$$

$$= \frac{1}{\sigma_0} \begin{pmatrix} -\delta(x, y, z) + \frac{\partial^2}{\partial y^2} G + \frac{\partial^2}{\partial z^2} G & -\frac{\partial^2}{\partial y\partial x} G & -\frac{\partial^2}{\partial z\partial x} G \\ -\frac{\partial^2}{\partial x\partial y} G & -\delta(x, y, z) + \frac{\partial^2}{\partial x^2} G + \frac{\partial^2}{\partial z^2} G & -\frac{\partial^2}{\partial y\partial z} G \\ -\frac{\partial^2}{\partial x\partial z} G & -\frac{\partial^2}{\partial y\partial z} G & -\delta(x, y, z) + \frac{\partial^2}{\partial x^2} G + \frac{\partial^2}{\partial y^2} G \end{pmatrix},$$

где $G = -\frac{1}{4\pi R} e^{-\sqrt{i\omega\mu\sigma_0}R}$, $\text{Re}(\sqrt{i\omega\mu\sigma_0}) > 0$,

$R = \sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2}$ есть фундаментальное обобщенное решение уравнения Гельмгольца:

$$\frac{\partial^2}{\partial y^2} G + \frac{\partial^2}{\partial z^2} G + \frac{\partial^2}{\partial x^2} G - i\omega\mu_0\sigma_0 G = \delta(x)\delta(y)\delta(z).$$

Учитывая, что $\hat{Q}_h = \hat{G}_e$, $\hat{G}_h = -\frac{\sigma_0}{i\omega\mu_0} \hat{Q}_e$, получим:

$$\mathbf{X} = \int_V \begin{pmatrix} -i\omega\hat{G}_e(\beta - \beta_0^T) + \hat{Q}_e(\sigma - \sigma_0^T) & -i\omega\hat{G}_e(\mu - \mu_0^T) + \hat{Q}_e(\alpha - \alpha_0^T) \\ \hat{G}_e(\sigma - \sigma_0^T) + \hat{Q}_e \frac{\sigma_0}{\mu_0}(\beta - \beta_0^T) & \hat{G}_e(\alpha - \alpha_0^T) + \hat{Q}_e \frac{\sigma_0}{\mu_0}(\mu - \mu_0^T) \end{pmatrix} \mathbf{X} dv +$$

$$+ \int_{V_\infty} \begin{pmatrix} \hat{Q}_e & \hat{G}_e \\ \hat{G}_e & -\frac{\sigma_0}{i\omega\mu_0} \hat{Q}_e \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{J}^{ext} \\ \mathbf{B}^{ext} \end{pmatrix} dv,$$

или

$$\mathbf{X} = \int_V \begin{pmatrix} \hat{Q}_e(\sigma - \sigma_0^T) - i\omega\hat{G}_e(\beta - \beta_0^T) & -i\omega\hat{G}_e(\mu - \mu_0^T) + \hat{Q}_e(\alpha - \alpha_0^T) \\ \hat{Q}_h(\sigma - \sigma_0^T) - i\omega\hat{G}_h(\beta - \beta_0^T) & -i\omega\hat{G}_h(\mu - \mu_0^T) + \hat{Q}_h(\alpha - \alpha_0^T) \end{pmatrix} \mathbf{X} dv + \mathbf{X}^f.$$

Последнее уравнение можно привести к виду: и

$$\mathbf{X} = \int_V \begin{pmatrix} -i\omega\hat{G}_e & \hat{Q}_e \\ \frac{\sigma_0}{\mu_0} \hat{Q}_e & \hat{G}_e \end{pmatrix} \begin{pmatrix} (\beta - \beta_0^T) & (\mu - \mu_0^T) \\ (\sigma - \sigma_0^T) & (\alpha - \alpha_0^T) \end{pmatrix} \mathbf{X} dv +$$

$$+ \int_{V_\infty} \begin{pmatrix} \hat{Q}_e & \hat{G}_e \\ \hat{G}_e & -\frac{\sigma_0}{i\omega\mu_0} \hat{Q}_e \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{J}^{ext} \\ \mathbf{B}^{ext} \end{pmatrix} dv =$$

$$= \int_V Q \Delta S \mathbf{X} dv + \int_{V_\infty} \begin{pmatrix} \hat{Q}_e & \hat{G}_e \\ \hat{G}_e & -\frac{\sigma_0}{i\omega\mu_0} \hat{Q}_e \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{J}^{ext} \\ \mathbf{B}^{ext} \end{pmatrix} dv,$$

где

$$\Delta S = \begin{pmatrix} (\beta - \beta_0^T) & (\mu - \mu_0^T) \\ (\sigma - \sigma_0^T) & (\alpha - \alpha_0^T) \end{pmatrix}; \quad \mathbf{Y} = \begin{pmatrix} \mathbf{J}^{ext} \\ \mathbf{B}^{ext} \end{pmatrix}$$

$$Q = \begin{pmatrix} \hat{Q}_e & \hat{G}_e \\ \hat{G}_e & -\frac{\sigma_0}{i\omega\mu_0} \hat{Q}_e \end{pmatrix}; \quad G = \begin{pmatrix} \hat{Q}_e & \hat{G}_e \\ \hat{G}_e & -\frac{\sigma_0}{i\omega\mu_0} \hat{Q}_e \end{pmatrix} - \text{тен-}$$

зорные функции Грина электродинамической задачи. Теория функций Грина хорошо разработана (см., например, [Дмитриев, 2012]), поэтому в настоящей работе явный вид этих величин выписываться не будет.

Полагая, что в области элементарного объема $dV = \Delta x \Delta y \Delta z$ поле и электромагнитные параметры среды постоянны, переход к системе линейных алгебраических уравнений будет связан с вычислением интегралов по элементарному объему от тензорных функций Грина. Для тензорной функции Грина электрического типа получим:

$$\int_{dV} \hat{Q}_e(x, y, z, x', y', z') dx dy dz =$$

$$= -[1] \frac{1}{\sigma_0} + \frac{1}{\sigma_0} \begin{pmatrix} q_{11} & q_{12} & q_{13} \\ q_{21} & q_{22} & q_{23} \\ q_{31} & q_{32} & q_{33} \end{pmatrix},$$

где:

$$q_{11} = dS_y \left(\frac{\partial}{\partial y} G \left(\frac{\Delta y}{2} \right) - \frac{\partial}{\partial y} G \left(-\frac{\Delta y}{2} \right) \right) +$$

$$+ dS_z \left(\frac{\partial}{\partial z} G \left(\frac{\Delta z}{2} \right) - \frac{\partial}{\partial z} G \left(-\frac{\Delta z}{2} \right) \right),$$

$$q_{12} = -dS_y \left(\frac{\partial}{\partial x} G \left(\frac{\Delta y}{2} \right) - \frac{\partial}{\partial x} G \left(-\frac{\Delta y}{2} \right) \right),$$

$$q_{13} = -dS_z \left(\frac{\partial}{\partial x} G \left(\frac{\Delta z}{2} \right) - \frac{\partial}{\partial x} G \left(-\frac{\Delta z}{2} \right) \right),$$

$$q_{21} = -dS_x \left(\frac{\partial}{\partial y} G \left(\frac{\Delta x}{2} \right) - \frac{\partial}{\partial y} G \left(-\frac{\Delta x}{2} \right) \right),$$

$$q_{22} = dS_x \left(\frac{\partial}{\partial x} G \left(\frac{\Delta x}{2} \right) - \frac{\partial}{\partial x} G \left(-\frac{\Delta x}{2} \right) \right) +$$

$$+ dS_z \left(\frac{\partial}{\partial z} G \left(\frac{\Delta z}{2} \right) - \frac{\partial}{\partial z} G \left(-\frac{\Delta z}{2} \right) \right),$$

$$q_{23} = -dS_y \left(\frac{\partial}{\partial z} G \left(\frac{\Delta y}{2} \right) - \frac{\partial}{\partial z} G \left(-\frac{\Delta y}{2} \right) \right),$$

$$q_{31} = -dS_x \left(\frac{\partial}{\partial z} G \left(\frac{\Delta x}{2} \right) - \frac{\partial}{\partial z} G \left(-\frac{\Delta x}{2} \right) \right),$$

$$q_{32} = -dS_z \left(\frac{\partial}{\partial y} G \left(\frac{\Delta z}{2} \right) - \frac{\partial}{\partial y} G \left(-\frac{\Delta z}{2} \right) \right),$$

$$q_{33} = dS_x \left(\frac{\partial}{\partial x} G \left(\frac{\Delta x}{2} \right) - \frac{\partial}{\partial x} G \left(-\frac{\Delta x}{2} \right) \right) +$$

$$+ dS_y \left(\frac{\partial}{\partial y} G \left(\frac{\Delta y}{2} \right) - \frac{\partial}{\partial y} G \left(-\frac{\Delta y}{2} \right) \right),$$

$$dS_x = \Delta y \Delta z; \quad dS_y = \Delta x \Delta z; \quad dS_z = \Delta x \Delta y.$$

Для тензорной функции Грина магнитного типа получим:

$$\int_{dV} \hat{G}_e(x, y, z, x', y', z') dx dy dz =$$

$$= - \begin{pmatrix} 0 & -dS_z \left(G \left(\frac{\Delta z}{2} \right) - G \left(-\frac{\Delta z}{2} \right) \right) & dS_y \left(G \left(\frac{\Delta y}{2} \right) - G \left(-\frac{\Delta y}{2} \right) \right) \\ dS_z \left(G \left(\frac{\Delta z}{2} \right) - G \left(-\frac{\Delta z}{2} \right) \right) & 0 & -dS_x \left(G \left(\frac{\Delta x}{2} \right) - G \left(-\frac{\Delta x}{2} \right) \right) \\ -dS_y \left(G \left(\frac{\Delta y}{2} \right) - G \left(-\frac{\Delta y}{2} \right) \right) & dS_x \left(G \left(\frac{\Delta x}{2} \right) - G \left(-\frac{\Delta x}{2} \right) \right) & 0 \end{pmatrix}.$$

РЕШЕНИЕ ОБРАТНОЙ ЗАДАЧИ ГЕОЭЛЕКТРИКИ НА ОСНОВЕ ИНТЕГРАЛЬНЫХ УРАВНЕНИЙ

Решения прямых задач для большинства физических полей, используемых при изучении геологической среды, могут быть сведены к решению интегральных уравнений вида (5), где \mathbf{X} – вектор напряженностей электромагнитного поля; $\mathbf{X}^f(x, y, z, \omega)$ – вектор первичного поля – решение прямой задачи для среды, для которой имеется функция Грина $G(x', y', z', x, y, z, \omega)$; $\Delta S(x, y, z) = S(x, y, z) - S^0$ – избыточные значения физической величины неоднородностей, которые являются искомыми, где S^0 – электромагнитные параметры вмещающей среды, $S(x, y, z)$ – электромагнитные параметры неоднородностей.

В дискретном виде, разбивая интеграл на сумму в выражении (5), получим:

$$\mathbf{X}^p = G_v^p \Delta S \mathbf{X}_v + \mathbf{X}_p^s,$$

где индексы означают: p – точку наблюдения; s – точку источника; v – точку в неоднородности; ΔS – квадратная матрица электромагнитных параметров, имеющая квазидиагональный (принципиально для дальнейших вычислений) вид:

$$\Delta S = \begin{pmatrix} \Delta S_1 & [0] & \vdots & [0] \\ [0] & \Delta S_2 & \vdots & [0] \\ \dots & \dots & \vdots & \dots \\ [0] & [0] & \vdots & \Delta S_N \end{pmatrix}, \quad (6)$$

где: подматрицы ΔS_j есть тензоры избыточных электромагнитных параметров (матрица размерностью 6×6 элементов – в общем случае, 36 параметров) j -го элемента объема всей неоднородности V , состоящей из N элементов; \mathbf{X}_p^s – первичное поле от источника в точке наблюдения; \mathbf{X}_v – поле в неоднородности; \mathbf{X}^p – поле в точке наблюдения (как разность потенциалов); G_v^p – передаточная матрица от неоднородности в точку

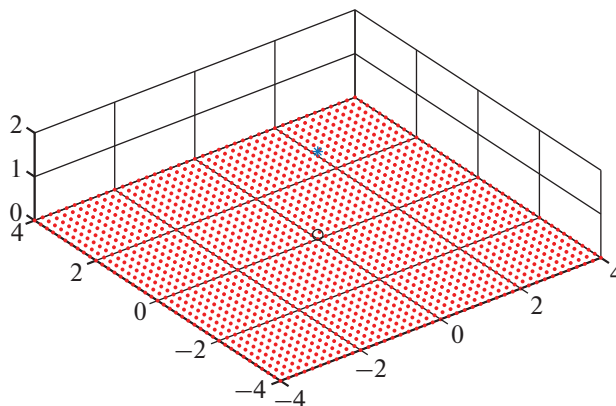


Рис. 1. Система наблюдения и модель среды, используемая при численном решении прямых и обратных задач георадарного метода.

В связи с этим рассмотрим решения прямых и обратных задач на примере георадарного метода.

С использованием изложенного подхода был разработан алгоритм и создано программное обеспечение математического моделирования электромагнитных полей в линейных трехмерных неоднородных средах, при этом, в целях упрощения изложения, функция Грина вмещающей среды взята для однородного пространства. Программа позволяет вычислять все компоненты электромагнитного поля $E_x, E_y, E_z, H_x, H_y, H_z$ от всех возможных видов источников – $J_x^{ext}, J_y^{ext}, J_z^{ext}, B_x^{ext}, B_y^{ext}, B_z^{ext}$. Количество сторонних источников электрического типа ($J_x^{ext}, J_y^{ext}, J_z^{ext}$), и сторонних источников магнитного типа ($B_x^{ext}, B_y^{ext}, B_z^{ext}$), сосредоточенных в одной точке равно шести ($k = 6$). Этого достаточно, чтобы сформировать составные матрицы в выражении (7) и разрешить системы линейных алгебраических уравнений (9) относительно искомым электромагнитных параметров неоднородностей.

Рассмотрим изотропную вмещающую среду с параметрами воздуха: $\sigma_0 = 10^{-14} + i\omega\epsilon$, $\epsilon = \frac{1}{36\pi}10^{-9}$ Ф/м, $\mu_0 = 4\pi10^{-7}$ Гн/м, $\alpha_0 = \beta_0 = [0]$, где $[0]$ – нулевая матрица размерностью 3×3 .

Рассмотрим объемный источник, частотой $\omega = 2\pi10^6$ Гц, в виде куба со сторонами $\Delta x = 0.01$ м, $\Delta y = 0.01$ м, $\Delta z = 0.01$ м, параллельными осям координат, центр которого находится в точке с координатами $(0, 0, Z_s = 0.1$ м). На рис. 1 его местоположение отмечено окружностью черного цвета на соответствующей глубине. Местоположение приемников в плоскости $Z = 0$ обозначены красными точками, неоднородность –

звездочкой синего цвета, которая имеет размер $0.1 \text{ м} \times 0.1 \text{ м} \times 0.1 \text{ м}$ и находится на глубине 2 м (рис.1).

Пример 1. Решение прямой задачи для изотропной неоднородности.

Неоднородность – проводящий объект с параметрами

$$\sigma = \begin{pmatrix} .01 & 0 & 0 \\ 0 & .01 & 0 \\ 0 & 0 & .01 \end{pmatrix} + 10i\omega\epsilon[1],$$

$$\mu = \mu_0[1], \quad \alpha = \beta = [0],$$

где $[1]$ – единичная матрица размерностью 3×3 .

На рис. 2 приведены только действительная и мнимая часть x – компоненты напряженности электрического поля E_x от источника J_x^{ext} .

Пример 2. Решение прямой задачи для бианизотропной неоднородности.

Неоднородность – проводящий объект с параметрами

$$\sigma = \begin{pmatrix} .01 & 0 & 0 \\ 0 & .01 & 0 \\ 0 & 0 & .01 \end{pmatrix} + 10i\omega\epsilon[[1] =$$

$$= (.01 + i5.55 \times 10^{-4})[1],$$

$$\mu = 2\mu_0[1] = 2.5133 \times 10^{-6}[1],$$

$$\alpha = 0.0001i\omega\mu_0 \begin{pmatrix} 0 & -1 & -1 \\ 1 & 0 & -1 \\ 1 & 1 & 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & -1 & -1 \\ 1 & 0 & -1 \\ 1 & 1 & 0 \end{pmatrix},$$

$$\beta = -0.000001i\omega\mu_0 \begin{pmatrix} 0 & -1 & -1 \\ 1 & 0 & -1 \\ 1 & 1 & 0 \end{pmatrix}.$$

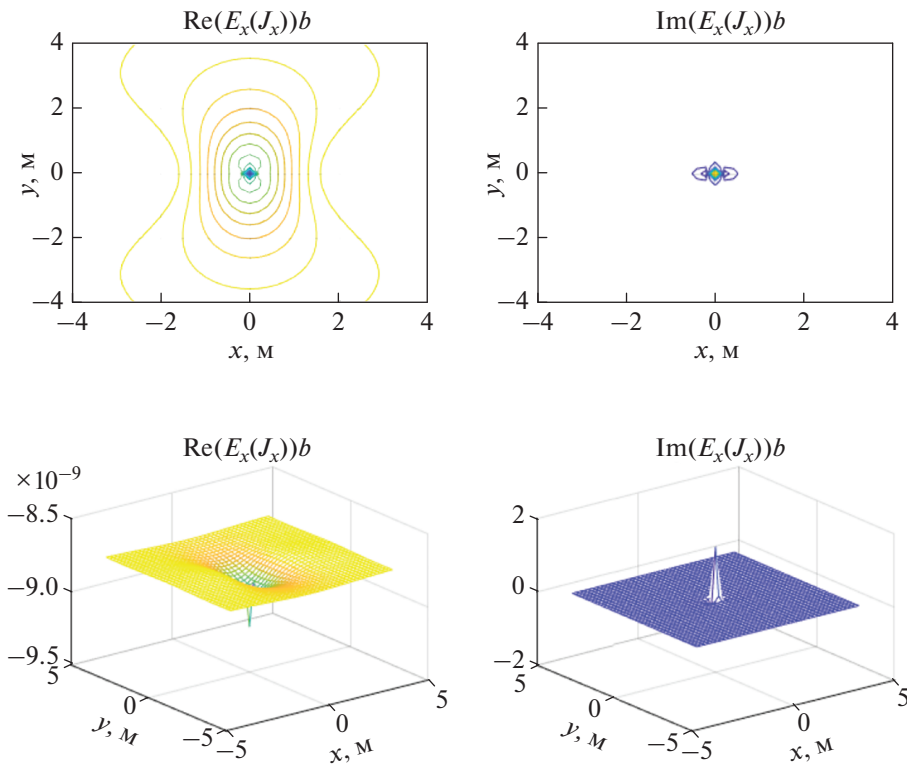


Рис. 2. Действительная и мнимая часть x – компоненты напряженности электрического поля E_x от источника J_x^{ext} .

На рис. 3 приведены действительные и мнимые части всех компонент электромагнитного поля от всех источников.

Ниже приведены результаты решения обратной задачи на основе изложенного выше алгоритма. Индекс “исх” означает исходный тензор, “найд” – найденные значения тензора на основе алгоритма решения обратной задачи. В таблицах приведено покомпонентное сравнение величин.

Пример 3. Решение обратной задачи на основе примера 2.

Тензор удельной электропроводности:

$\sigma_{ij}^{исх}$ $\sigma_{ij}^{найд}$	$j = 1$	$j = 2$	$j = 3$
$i = 1$	$1.0000e - 02 + 5.5556e - 04i$ $9.9992e - 03 + 5.0129e - 04i$	$0.0000e + 00 + 0.0000e + 00i$ $-1.2060e - 10 + 1.0243e - 12i$	$0.0000e + 00 + 0.0000e + 00i$ $7.0693e - 07 + 2.1142e - 08i$
$i = 2$	$0.0000e + 00 + 0.0000e + 00i$ $-1.2060e - 10 + 1.0243e - 12i$	$1.0000e - 02 + 5.5556e - 04i$ $9.9992e - 03 + 5.0129e - 04i$	$0.0000e + 00 + 0.0000e + 00i$ $-7.0693e - 07 - 2.1142e - 08i$
$i = 3$	$0.0000e + 00 + 0.0000e + 00i$ $-4.9504e - 09 + 8.6426e - 09i$	$0.0000e + 00 + 0.0000e + 00i$ $0.0000e + 00 + 0.0000e + 00i$	$1.0000e - 02 + 5.5556e - 04i$ $1.0000e - 02 + 4.9767e - 04i$

Относительная погрешность $\|\sigma^{исх} - \sigma^{найд}\| / \|\sigma^{исх}\| \times 100\% = 0.0263\%$.

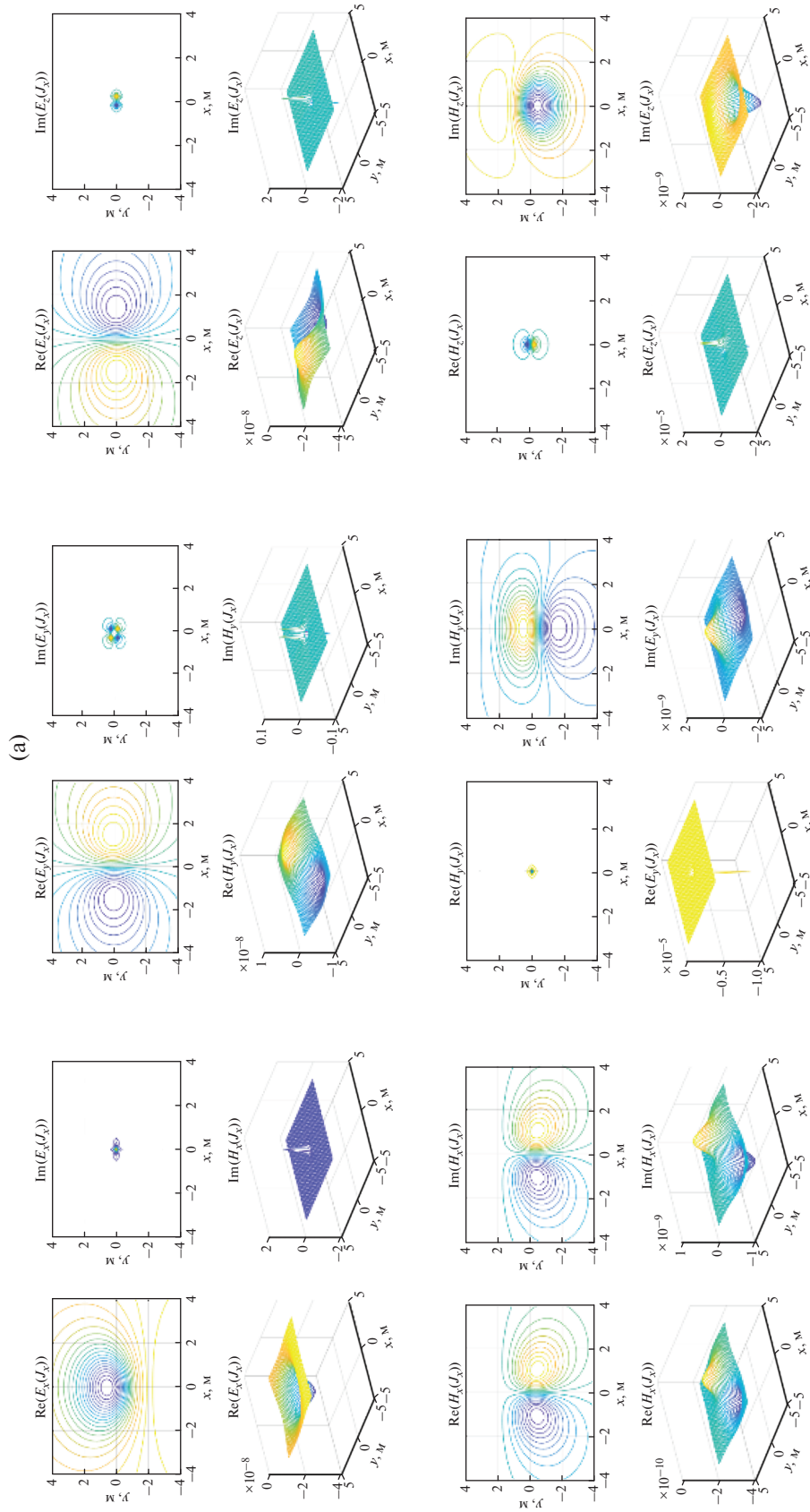


Рис. 3. Действительная и мнимая части компонент электромагнитного поля от точечного источника J_x^{ex} .

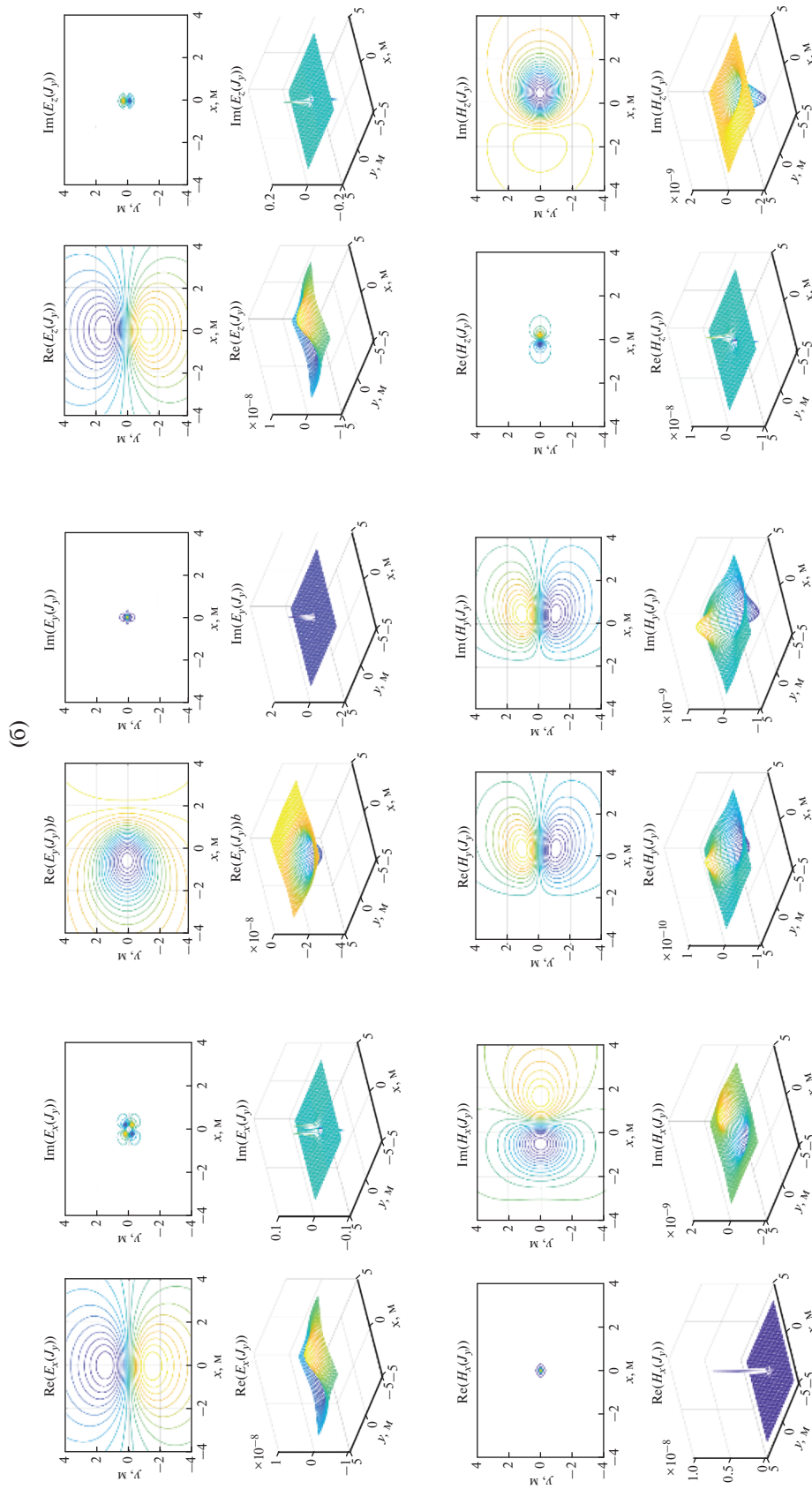


Рис. 3. Продолжение.

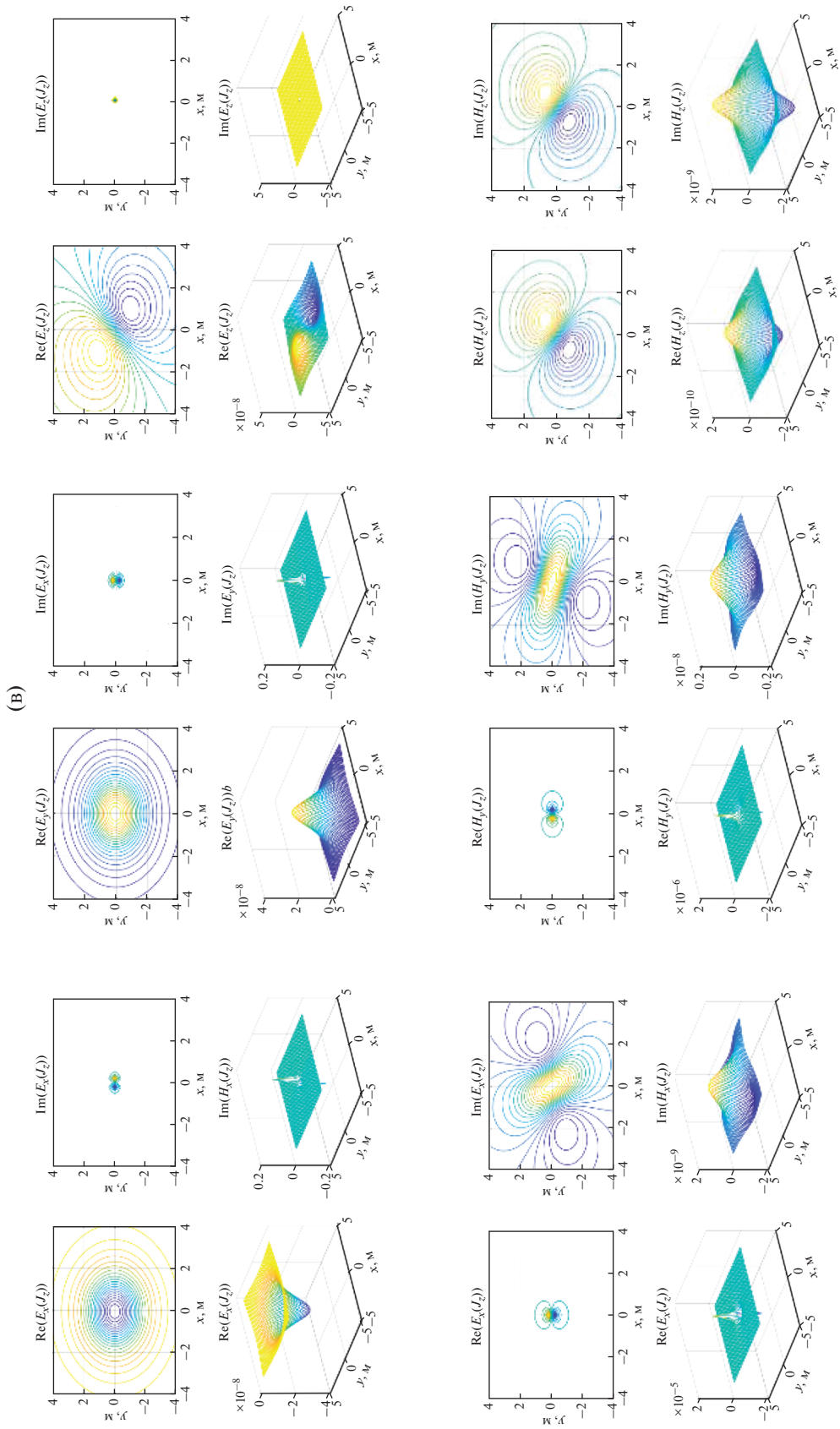


Рис. 3. Продолжение.

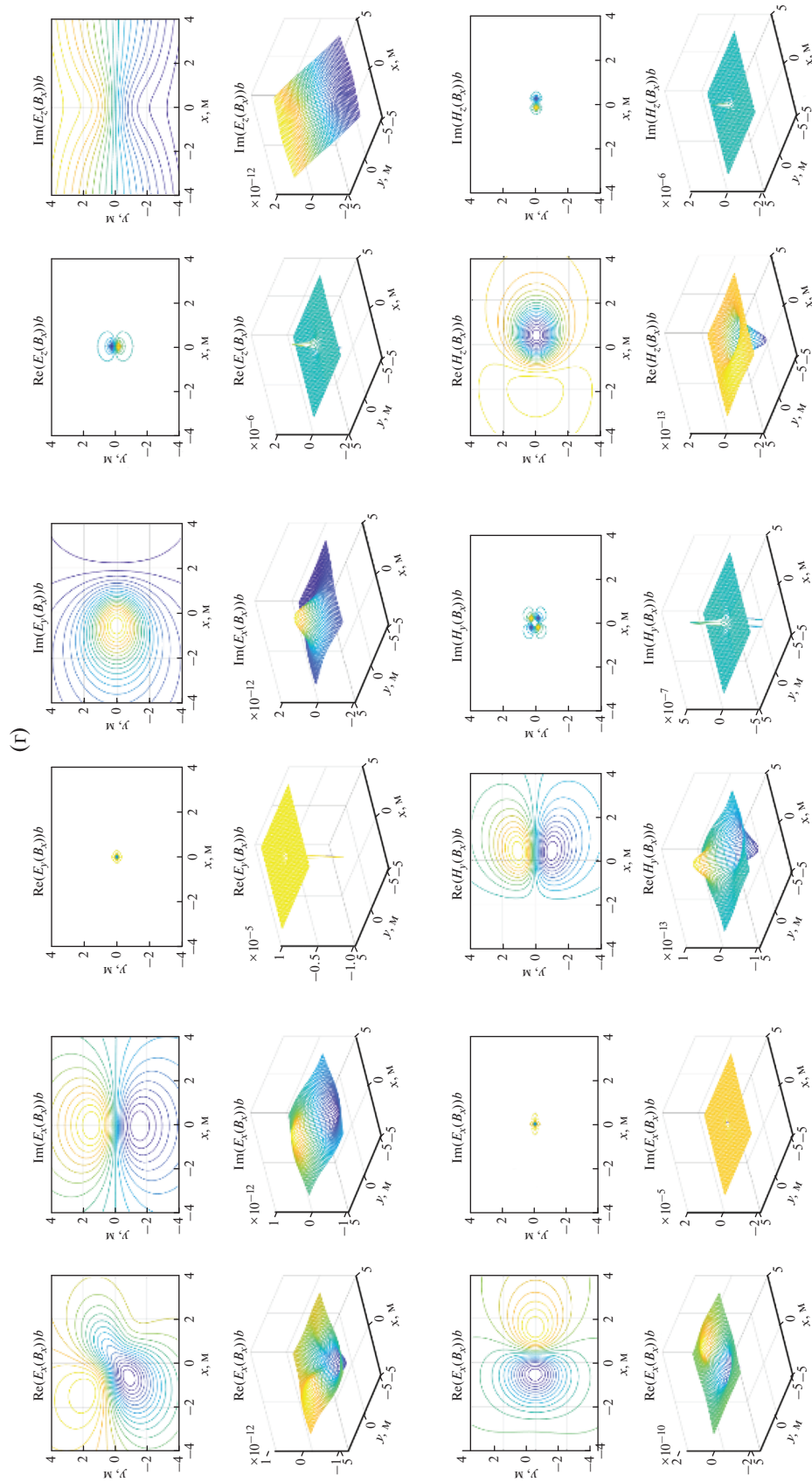


Рис. 3. Продолжение.

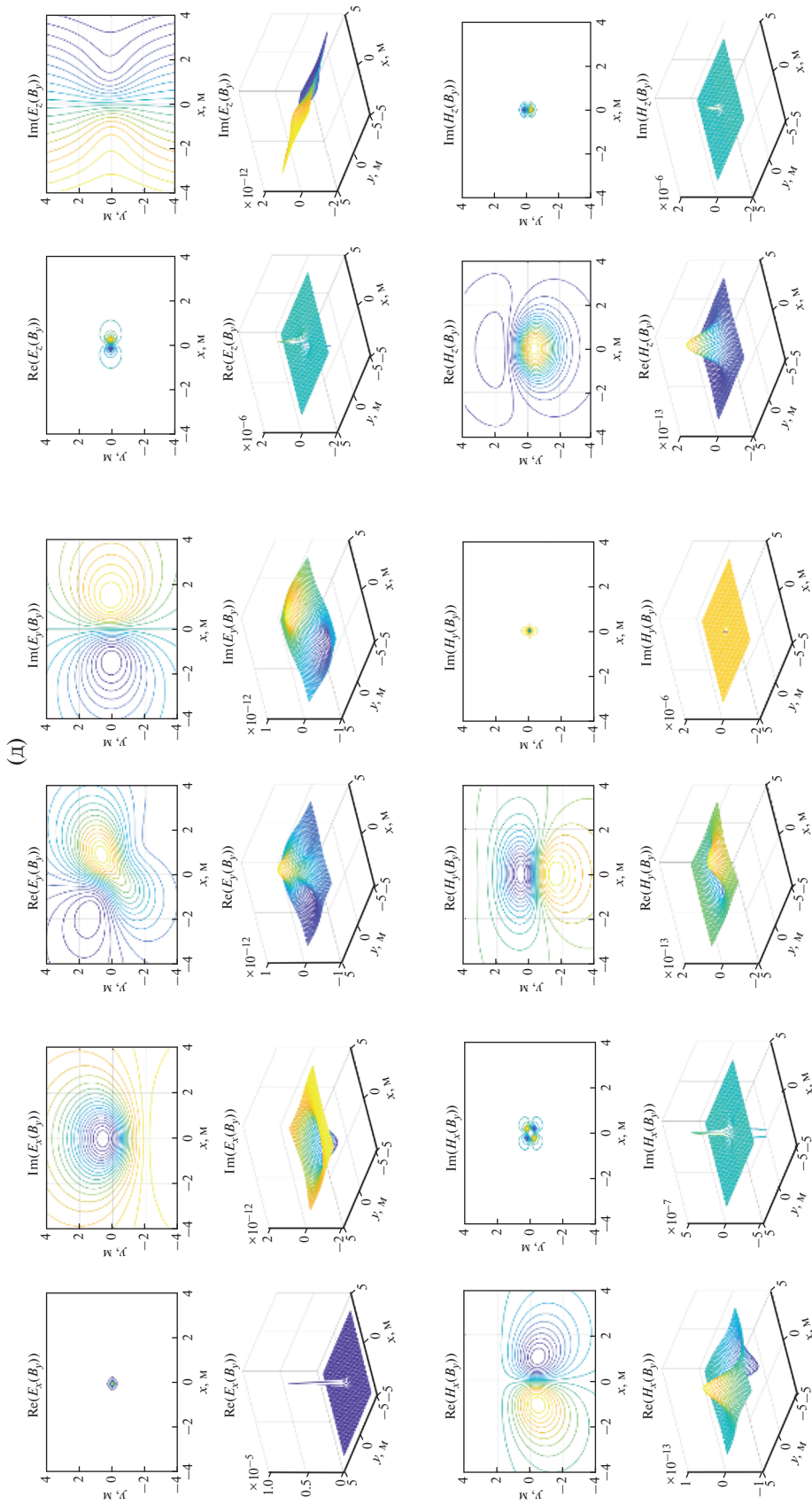


Рис. 3. Продолжение.

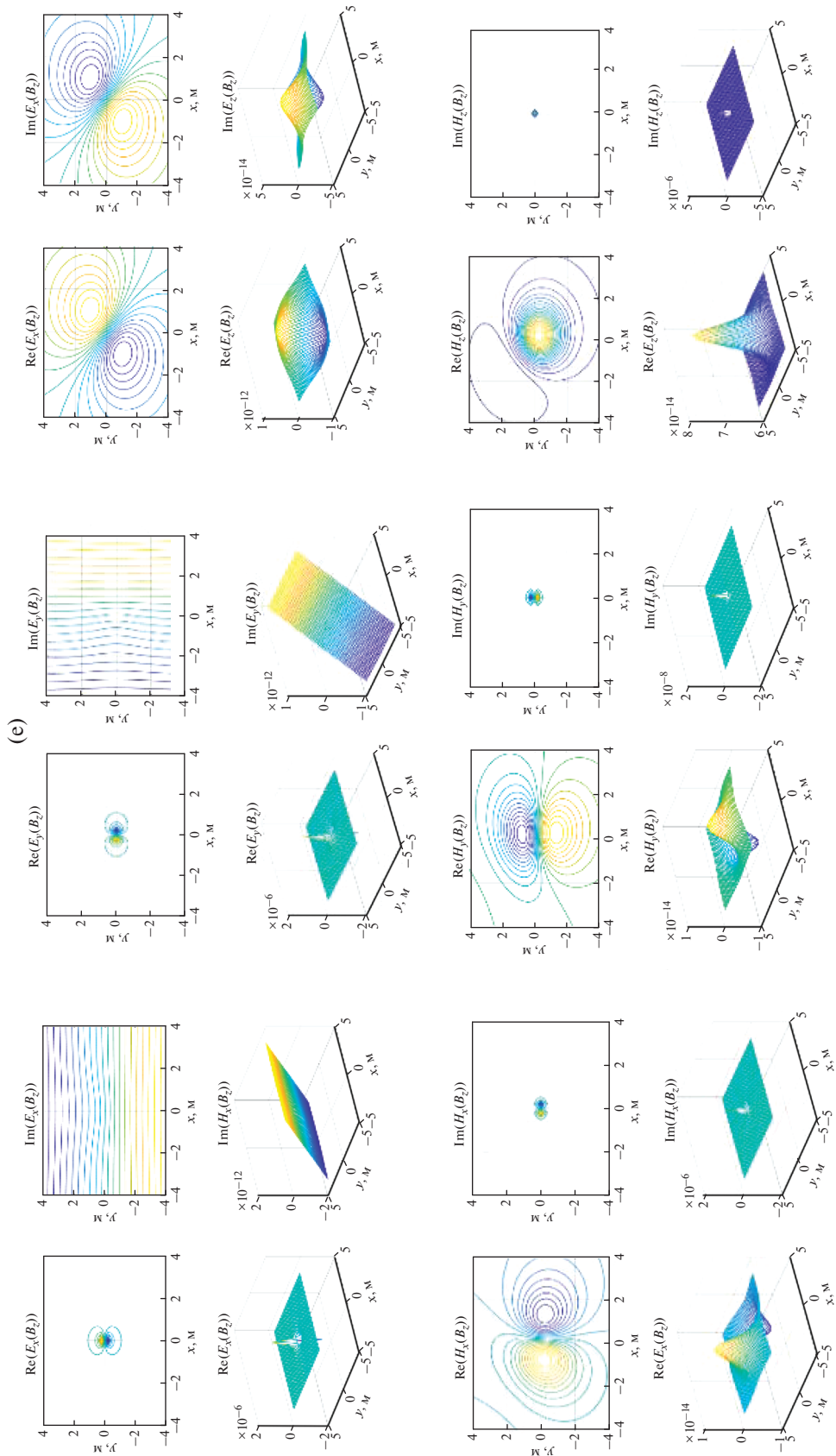


Рис. 3. Окончание.

Тензор магнитной проницаемости:

$\mu_{ij}^{\text{исх}}$ $\mu_{ij}^{\text{найд}}$	$j=1$	$j=2$	$j=3$
	$i=1$	$2.5133e-06$ $1.2569e-06 + 6.6473e-11i$	$0.0000e+00 + 0.0000e+00i$ $2.7070e-14 + 1.4564e-10i$
$i=2$	$0.0000e+00 + 0.0000e+00i$ $2.7070e-14 + 1.4564e-10i$	$2.5133e-06$ $1.2569e-06 + 6.6473e-11i$	$0.0000e+00 + 0.0000e+00i$ $2.7549e-14 - 7.9235e-11i$
$i=3$	$0.0000e+00 + 0.0000e+00i$ $-2.3788e-10 + 8.2058e-11i$	$0.0000e+00 + 0.0000e+00i$ $2.3788e-10 - 8.2058e-11i$	$2.5133e-06$ $1.2566e-06 - 1.6425e-10i$

Относительная погрешность $\|\mu^{\text{исх}} - \mu^{\text{найд}}\| / \|\mu^{\text{исх}}\| \times 100\% = 0.0378\%$.

Бианизотропный параметр α :

$\alpha_{ij}^{\text{исх}}$ $\alpha_{ij}^{\text{найд}}$	$j=1$	$j=2$	$j=3$
	$i=1$	$0.0000e+00 + 0.0000e+00i$ $1.3044e-11 + 1.4309e-13i$	$0.0000e+00 - 7.8957e-04i$ $9.4320e-08 - 7.8927e-04i$
$i=2$	$0.0000e+00 + 7.8957e-04i$ $-9.4320e-08 + 7.8927e-04i$	$0.0000e+00 + 0.0000e+00i$ $-1.3044e-11 - 1.4310e-13i$	$0.0000e+00 - 7.8957e-04i$ $1.0333e-07 - 7.8957e-04i$
$i=3$	$0.0000e+00 + 7.8957e-04i$ $1.8515e-07 + 7.8958e-04i$	$0.0000e+00 + 7.8957e-04i$ $1.8515e-07 + 7.8958e-04i$	$0.0000e+00 + 0.0000e+00i$ $4.6420e-18 + 1.5556e-18i$

Относительная погрешность решения обратной задачи относительно бианизотропного параметра α $\|\alpha^{\text{исх}} - \alpha^{\text{найд}}\| / \|\alpha^{\text{исх}}\| \times 100\% = 0.0301\%$.

Бианизотропный параметр β

$\beta_{ij}^{\text{исх}}$ $\beta_{ij}^{\text{найд}}$	$j=1$	$j=2$	$j=3$
	$i=1$	$0.0000e+00 + 0.0000e+00i$ $-1.8980e-15 + 1.1368e-15i$	$0.0000e+00 + 7.8957e-06i$ $-1.0034e-09 + 7.8951e-06i$
$i=2$	$0.0000e+00 - 7.8957e-06i$ $1.0034e-09 - 7.8951e-06i$	$0.0000e+00 + 0.0000e+00i$ $1.8979e-15 - 1.1366e-15i$	$0.0000e+00 + 7.8957e-06i$ $1.8447e-09 + 7.8952e-06i$
$i=3$	$0.0000e+00 - 7.8957e-06i$ $1.0399e-09 - 7.8951e-06i$	$0.0000e+00 - 7.8957e-06i$ $1.0399e-09 - 7.8951e-06i$	$0.0000e+00 + 0.0000e+00i$ $-2.8947e-19 - 5.2818e-18i$

Относительная погрешность решения обратной задачи относительно бианизотропного параметра β составляет $\|\beta^{\text{исх}} - \beta^{\text{найд}}\| / \|\beta^{\text{исх}}\| \times 100\% = 0.0215\%$.

Таким образом, проведенный вычислительный эксперимент демонстрирует возможность решения обратных задач геоэлектрики бианизотропных сред – восстановление всех электромагнитных параметров линейных сред, с достаточной точностью.

ВЫВОДЫ

1. Рассмотренный подход к решению обратных задач геоэлектрики приводит к решению си-

стемы линейных алгебраических уравнений, что упрощает анализ устойчивости, точности и разрешающей способности геофизических методов по решению геологических задач.

2. Единственным требованием к данной постановке обратных задач является требование линейности материальных уравнений. При этом электромагнитные параметры могут зависеть от частоты и, следовательно, решение обратной задачи на основе изложенного подхода

позволяет восстанавливать их частотную зависимость.

3. Новизной данного подхода является использование таких типов источников и такого их количества, которые позволяют сформулировать линейную постановку обратных задач геофизики. Это накладывает определенные требования к аппаратуре и системам полевых наблюдений.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследования выполнены в рамках гос. заданий ЦГЭМИ ИФЗ им. О.Ю. Шмидта РАН № 0144-2019-0020 и СПГУ № FSRW-2020-0014.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Александров П.Н.* Эффективные электромагнитные параметры капиллярной системы электропроводности горной породы // *Физика Земли*. 2000. № 2. С. 87–94.
- Александров П.Н.* Теоретические основы георадарного метода. М.: ФИЗМАТЛИТ. 2017. 120 с. ISBN 978-5-9221-1701-2.
- Бурсиан В.Р.* Теория электромагнитных полей, применяемых в электроразведке. Л.: Недра. 1972. 368с.
- Дмитриев В.И.* Обратные задачи геофизики. М.: МАКС Пресс. 2012. 340с.
- Туров Е.А.* Материальные уравнения электродинамики. М.: Наука. 1983. 158 с.
- Bursian V., Timorew A.* Zur Theorie der optisch aktiven isotropen Medien. *Zeitschrift fur Physik*. Bd. XXXVIII. 1926. P. 475–484.

Direct and Inverse Problem of Geoelectrics in Bianisotropic Media Based on Volume Integral Equations

P. N. Alexandrov^{a, *} and V. N. Krizsky^{b, **}

^a*Schmidt Institute of Physics of the Earth, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

^b*St.-Petersburg Mining University, St.-Petersburg, Russia*

^{*}*e-mail: alexandr@igemi.troitsk.ru*

^{**}*e-mail: Krizskiy_VN@pers.spmi.ru*

The study of bianisotropic media dates back to more than a century ago. One of the fundamental works is that of V.R. Bursian, the renowned author of the first textbook on electrical prospecting. The purpose of this paper is finding a solution of inverse problems for bianisotropic media. Here, we propose the solution to the inverse problem of geoelectrics for bianisotropic media based on the integral electrodynamic equations reduced to a system of linear algebraic equations for the sought-for electromagnetic parameters of the medium. The results of the mathematical modeling on solving the direct and inverse problems for bianisotropic models of a geoelectrical medium are presented.

Keywords: direct and inverse problems of geoelectrics, anisotropic and bianisotropic media, integral equations

УДК 550.831

ДВУХСТОРОННИЕ ОЦЕНКИ ТИПА ВКЛЮЧЕНИЙ ДЛЯ ЛОКАЛИЗАЦИИ И ДЕТАЛИЗАЦИИ МЕСТОПОЛОЖЕНИЯ ИСТОЧНИКОВ ГРАВИТАЦИОННОГО ПОЛЯ

© 2022 г. П. И. Балк¹, А. С. Долгаль¹, *¹Горный институт Уральского отделения РАН, г. Пермь, Россия

*E-mail: dolgal@mi-perm.ru

Поступила в редакцию 09.09.2021 г.

После доработки 27.12.2021 г.

Принята к публикации 27.12.2021 г.

Эффективное решение проблемы наиболее полного извлечения достоверной информации о геологическом объекте из гравиметрических измерений принято связывать с задачей выбора наилучшего из множества допустимых вариантов интерпретации. Множество невозможно сколь-нибудь полно охарактеризовать одним из его элементов, какими бы замечательными свойствами он ни обладал — чтобы добиться заметных успехов в решении названной проблемы, в результатах интерпретации и оценках информативности геофизических данных необходимо учитывать и неоптимальные допустимые решения обратной задачи. До каких-то пор отсутствие технологий построения представительного подмножества допустимых решений и последующего их совместного анализа легко было объяснить недостаточной мощностью вычислительных средств. К настоящему времени производительность компьютеров достигла уровня, при котором постановка вопроса создания таких технологий вполне своевременна. В развитие технологий локализации геологических объектов по данным гравиразведки предлагается полностью формализованный алгоритм поиска результативных допустимых решений обратной задачи, достаточных для построения практически неуправляемых отдельных оценок местоположения парциальных носителей в многосвязном распределении аномальных масс.

Ключевые слова: гравиразведка, аномалия, интерпретация, обратная задача, приближенное решение, множество допустимых решений, эквивалентность, оценка точности, монтажный метод, итерационный процесс.

DOI: 10.31857/S0002333722030024

ВВЕДЕНИЕ

Интерпретацию экспериментальных данных нельзя считать завершённой без оценки качества полученных результатов; его принято характеризовать точностью приближенного решения обратной задачи, отвечающего некоторому критерию оптимальности. Для операторных уравнений проблема построения оценок точности — как априорных, так и апостериорных — рассматривалась, в том числе, в работах [Леонов, 2010; 2014]. Уязвимым местом теоретических оценок в плане практического применения является присутствующая в них неизвестная константа, для установления приближенного значения которой одних математических приемов может оказаться недостаточно и приходится прибегать к имитационному моделированию [Барашков, 1993]. В теории интерпретации гравитационных и магнитных аномалий критерии надежности и точности приближенных решений обратных задач являются неотъемлемой частью физико-математической

интерпретационной модели [Страхов, 1995]. На практике же большинство известных алгоритмов решения обратных задач гравиразведки не предусматривают оценку качества своих результатов, что объясняется ограниченными возможностями общепринятых математических форм представления результатов интерпретации и чрезмерной абсолютизацией свойства оптимальности.

Для приложений в большей степени полезны не общие аналитические оценки точности, пусть и справедливые для широкого класса обратных задач в функциональных пространствах, но не обязательно эффективные в каждом отдельном случае, а универсальные численные схемы анализа разрешающих способностей геофизического метода в конкретных физико-геологических условиях с учетом индивидуальных особенностей имеющихся данных. Частные алгоритмические оценки точности для конкретных постановок обратных задач, характеризующихся определенным набором априорных данных, не имеют для тео-

рии заметной ценности, но именно в них нуждается интерпретатор, когда перед ним поставлена по-своему уникальная задача, а любые математические результаты, выходящие за ее рамки, имеют для него второстепенное значение. В этом проявляется известное противоречие между математическими и геофизическими приоритетами.

Для оценивания качества интерпретации геофизика позаимствовали у вычислительной математики оценки типа

$$\|S^* - \hat{S}\| \leq \Delta, \quad (1)$$

где S^* и \hat{S} суть построенное приближенное и неизвестное точное решения обратной задачи. В практике решения обратных задачах гравиразведки оценка (1) используется преимущественно для характеристики работы того или иного алгоритма на модельных примерах. Принципиально отличными от (1) являются непосредственные оценки истинного решения обратной задачи, не привязанные ни к одному конкретному допустимому варианту интерпретации. Примером подобных оценок являются минимально и максимально возможные значения эффективной массы источников гравитационного поля, которые акад. Л.В. Канторович предлагал рассматривать как новую самостоятельную форму представления решения линейной обратной задачи гравиразведки [Канторович, 1962]. В обратной задаче гравиразведки рудного типа к альтернативному типу оценок можно отнести минимальную и максимальную пространственные области D_1 и D_2 , обеспечивающие наилучшие включения

$$D_2 \subset \hat{S} \subset D_1 \quad (2)$$

для носителя \hat{S} источников аномалии. Пара (D_1, D_2) была предложена в работе [Балк, 1980] как особая форма представления результатов интерпретации в обратной задаче для одиночного рудного тела. В настоящей статье приводится конструктивный и полностью формализованный метод построения отдельных двухсторонних оценок типа (2) для локальных (парциальных) носителей в описании многосвязного распределения аномалиеобразующих масс при ограничениях, охватывающих едва ли не все типы априорной информации, встречающихся в известных алгоритмах решения обратной задачи гравиразведки. Последнее оказалось возможным благодаря геофизически ориентированному (монтажному) методу поиска единичных приближенных решений обратной задачи в конечноэлементных классах источников поля, используемому при построении составного подмножества допустимых вариантов интерпретации.

ОСНОВНЫЕ ОТЛИЧИТЕЛЬНЫЕ ОСОБЕННОСТИ ОЦЕНОК (1) И (2)

Отметим некоторые принципиальные с методологической точки зрения особенности оценок двух типов. Начнем с оценок типа (1). Практическая ценность их — что вполне естественно — во многом будет определяться значимостью и информативностью математического объекта, который обслуживают эти оценки, то есть приближенного решения S^* обратной задачи. Здесь необходимо отметить следующее. Множество (в нашем случае, множество Q допустимых решений обратной задачи) невозможно сколь-нибудь полно охарактеризовать одним из его элементов, какими бы замечательными свойствами он ни обладал. Соответственно, информативность единичного решения обратной задачи может значительно уступать информативности всего множества Q — результаты интерпретации в терминах отдельного решения обратной задачи не позволяют претендовать на полноту извлечения информации из геофизических данных. Статус лучшего, который обычно приписывается приближенному решению S^* , ситуацию не спасает, не говоря уже о том, что не всегда декларируемая оптимальность действительно отвечает за точность решения (взять, хотя бы, “оптимальность по минимуму достигнутой невязки”). Как отмечал акад. Я.З. Цыпкин [Цыпкин, 1992], в отношении методов оптимальной обработки данных оправдывается афоризм Дж. Тьюки “оптимальность становится опасной, если ее принимать слишком всерьез”. Фактическое качество приближенного решения S^* , по какому бы критерию оптимальности оно ни было выбрано, является случайным настолько, насколько случайна выборка помех в измерениях поля. Это не позволяет обеспечить монотонную зависимость качества приближенного решения от объема априорной информации. Как следствие из сказанного выше напрашивается вывод: не самый лучший прием использовать в конструкции оценок математический объект со столь нестабильными свойствами. К сожалению, базовое для теории некорректных обратных задач положение о (не реализуемой на практике) возможности алгоритма получать решения с наперед заданной точностью во многом скрывают отмеченные недостатки.

И это еще не все. Оценки (1) дают опосредованное представление об истинном решении \hat{S} . Если точность приближенного решения не высока и не позволяет отождествить его с истинным, возникает дополнительная задача восстановления свойств истинного решения по паре (S^*, Δ) . Сделать это не всегда просто. Взять, к примеру, задачу приближенного восстановления геометрического места точек, принадлежащих носителю \hat{S} в случае, когда обратная задача была поставлена в классе многогранников. К тому же, и это главное,

свертывание информации о носителе \hat{S} в пару (S^*, Δ) приводит к ее потере, поскольку неравенству (1) помимо допустимых удовлетворяют и недопустимые решения – если оценку (1) “развернуть” в оценку (2), то последняя может оказаться значительно грубее, построенной непосредственно по множеству Q приближенных решений решенной обратной задачи, отвечающих всем априорным данным и предпосылкам. Поясним это. Пусть скалярная величина x априори принадлежит интервалу $Q = [0; 1]$ и, исходя из каких-то соображений, в качестве приближенного выбрано значение $x^* = 0.2$. Тогда из неулучшаемой оценки $|x - 0.2| \leq 0.8$ следует, что $x \in [-0.6; 1]$.

Обратимся теперь к оценкам (2). Прежде всего, они свободны от субъективных моментов, связанных с назначением критерия оптимальности решения S^* . Свойство оптимальности, равно как и отдельные решения, априори наделенные преимуществами перед другими, вообще не фигурируют в оценках (2). В обратных задачах гравиразведки, где в силу дискретности измерений поля используются конечнопараметрические модельные классы M , множество Q суть ограниченное множество из \mathbf{R}^n . Его “размеры” суть степень пространства приближенной эквивалентности. Смещение акцента с единичного решения S^* на множество допустимости Q позволяет поднять интерпретацию на уровень анализа объективных возможностей геофизического метода, а не отдельного взятого алгоритма решения обратной задачи.

Оценки (2) напоминают о неустоявшейся терминологии в отношении задач локализации и детализации геологического объекта по геофизическим данным. Какую конкретно из этих двух задач удалось решить, интерпретатор зачастую определяет по предполагаемому значению достигнутой точности оценивания параметров модели источников поля. Если (не претендуя на общность введенных понятий, а исходя из общепринятого смысла этих слов) под *локализацией* геологического объекта понимать построение (по возможности минимальной) области, в пределах которой сосредоточены все (или основные) аномальные массы, а под *детализацией* – построение (по возможности максимального) фрагмента носителя \hat{S} , то оценки D_1 и D_2 , как раз, и будут обслуживать эти задачи.

Важно подчеркнуть, что каждая из оценок (1) и (2) не перекрывает возможности другой и несет свою информацию об изучаемом объекте, и потому их надо рассматривать не как конкурирующие, а скорее как дополняющие друг друга. Несомненное достоинство оценок (2) состоит в достоверности доставляемой ими информации о пространственном положении источников аномалии (разумеется, при условии адекватности всех априорных посылок), что не свойственно оценкам типа (1).

Однако при довольно скудном объеме априорных данных такая информация может оказаться мало-значимой, а то и вовсе нулевой. Последнее произойдет тогда, когда область D_2 совпадает с известным фрагментом истинного носителя \hat{S} , а область D_1 совпадает с областью, априори содержащей источник аномалии. В той же самой ситуации при использовании порожденной мерой Лебега μ метрики Штейнхауса [Marczewski, Steinhaus, 1958]:

$$\rho(S^*, \hat{S}) = 1 - \frac{\mu(S^* \cap \hat{S})}{\mu(S^* \cup \hat{S})} \quad (3)$$

полезную информацию можно извлечь уже из оценки $\rho(S^*, S) \leq \Delta$. Так, можно оценить константу $\alpha \in [0, 1]$: $\mu(S^* \cap \hat{S}) = \alpha \mu(\hat{S})$, иначе говоря, оценить меру фрагмента, общего для носителей S^* и \hat{S} , по отношению к мере последнего, хотя при этом нельзя уточнить, о каком конкретно фрагменте идет речь. По сути, величина α играет при этом своего рода роль доверительной вероятности.

Принимая во внимание, что эффективная масса источников гравитационной аномалии определяется достаточно уверенно, возьмем случай $\mu(S^*) = \mu(\hat{S})$. Тогда для α получим следующую оценку: $\alpha \geq 1 - \Delta / (2 - \Delta)$.

Относительно полным результатом математической интерпретации гравитационной аномалии может стать кортеж $\langle D_1, D_2; S^*, \Delta \rangle$.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И ВСПОМОГАТЕЛЬНЫЕ ПОСТРОЕНИЯ

Возьмем традиционные исходные посылки для постановки обратной задачи гравиразведки рудного типа, когда аномалия гравитационного поля Δg обусловлена массами, распределенными с постоянными эффективными плотностями $\delta_k > 0$ по оцениваемым связным парциальным носителям \hat{S}_k , $k = 1, 2, \dots, m$, составляющим модель многосвязного возмущающего объекта. Надо подчеркнуть, что такие предпосылки не вполне адекватны реальности, в которой эффективная плотность рудных тел не является строго постоянной. Но такая постановка прижилась в геофизике, и, к тому же, при удачной параметризации модели источников поля эту неадекватность можно снять введением в рассмотрение средних эффективных плотностей $\bar{\delta}_k$ и близких к \hat{S}_k опорных модельных носителей S_k^0 таких, что невязкой измеренного поля и поля распределения $\langle S_k^0, \bar{\delta}_k \rangle_k$ можно пренебречь. Именно опорные носители S_k^0 , ассоциируемые с неизвестными истинными

телами \widehat{S}_k , всегда принимаются по умолчанию за искомые точные решения обратной задачи.

Помимо числа m локальных тел \widehat{S}_k и их эффективных плотностей δ_k , будем считать известными: 1) ограниченные области пространства D_k^+ , содержащие носители \widehat{S}_k ; 2) области D_k^- , являющиеся фрагментами носителей \widehat{S}_k ; 3) оценку ε максимально возможной нормы помехи в измерениях гравитационного поля; 4) численную характеристику гладкости границы каждого парциального носителя, которую удобно задать в терминах структурных элементов модельного класса M источников поля. Возможны и другие ограничения, используемый нами метод поиска приемлемых вариантов интерпретации их допускает. Задача состоит в построении наилучших (или близких к ним) двухсторонних (множественных) оценок для парциальных носителей \widehat{S}_k :

$$D_2^{(k)} \subset \widehat{S}_k \subset D_1^{(k)}, \quad k = 1, 2, \dots, m. \quad (4)$$

Априорными приближениями к искомым областям $D_1^{(k)}$ и $D_2^{(k)}$ являются области D_k^+ и D_k^- .

Принимая во внимание базовое представление для областей $D_1^{(k)}$ и $D_2^{(k)}$ как объединение и пересечение соответствующих парциальных носителей из всех допустимых модельных носителей, логично предположить, что для построения приемлемых аппроксимаций этих областей понадобится достаточно широкое подмножество допустимых решений обратной задачи в выбранном модельном классе M . Это обязывает алгоритм построения таких решений быть полностью формализованным. Таким образом возникают три взаимосвязанные подзадачи: 1) выбор наиболее подходящего модельного класса M источников поля; 2) выбор метода поиска отдельных допустимых решений в классе M ; 3) выбор алгоритма построения оценок $D_1^{(k)}$ и $D_2^{(k)}$, учитывающего особенности класса M и метода отыскания допустимых решений в этом классе.

Остановимся на первой подзадаче. Некоторые проблемы, которые могут возникнуть на этапе конструирования конкретных численных алгоритмов в выбранном модельном классе M , не так легко предвидеть, когда обратная задача рассматривается в общих функциональных пространствах. В нашем случае требование полной автоматизации процесса поиска допустимых решений исключает из числа претендентов на роль класса M множество многоугольников и многогранников, успешно применяемых в диалоговых системах моделирования, где интерпретатор может отследить направление сохода их вершин. В подтверждение сказанного сошлемся на внушительный обзор исследований отечественных и зарубежных ученых по использованию произвольных одно-

родных многоугольников и многогранников в алгоритмах решения прямой и обратной задач гравиразведки [Страхов и др., 2000]. В нем отсутствуют упоминания каких-либо завершенных работ по созданию полностью формализованных методов решения обратной задачи в классе многогранников. Из известных модельных классов, не уступающих классу произвольных многогранников по аппроксимативным свойствам и способных к учету разнородных априорных ограничений, остается конечноэлементный класс носителей масс. Все в той же работе [Страхов и др., 2000] проблема совершенствования конечноэлементного подхода к решению обратных задач в рамках избранного класса конфигурационных моделей геологической среды выделена как одна из важнейших.

Воспользуемся следующими терминологией и обозначениями. Систему V , элементами которой являются связные замкнутые области V_j , назовем замощением ограниченной области $D \subset \mathbf{R}^2$, если: объединение всех элементов V_j системы содержит область D , тогда как общими у двух элементов могут быть разве что их граничные точки; известен алгоритм, позволяющий для каждого $V_n \in V$ установить в заданной системе координат геометрическое место точек $X \in V_n$ и найти номера j всех элементов замощения V_j , граничащих с V_n . Замощение является регулярным, если все его элементы V_j конгруэнтны некоторому V_0 . Аналогично определим замощение в \mathbf{R}^3 . Объединение Ω любого числа n элементов заданного замощения назовем конфигурацией, множество $Ker(\Omega)$ всех элементов замощения $V_j \subset \Omega$ – ядром мощности n , а множество $O(\Omega)$ всех элементов $V_j \notin Ker(\Omega)$, граничащих с элементами ядра $Ker(\Omega)$ – оболочкой конфигурации Ω . В качестве интегральной оценки гладкости конфигурации можно взять отношение мощности ее оболочки к мощности ядра. Модельный класс M носителей, заданный на некотором замощении V , определим как множество всевозможных объединений:

$$\Omega_r = \bigcup_{j \in J(r)} V_j \quad (5)$$

(назовем их конфигурациями), составленных из элементов этого замощения.

Перейдем ко второй подзадаче – выбору метода построения отдельных допустимых решений обратной задачи в классе конфигураций (5). Попытки использовать для этой цели методы целочисленного программирования, когда с элементами V_j ассоциируются оптимизируемые бинарные переменные, предпринимались еще в 60-е годы. Помимо проблем вычислительного характера – необходимость решения условно-экстремальных задач большой размерности на мало-

мощных ЭВМ того времени – возникали проблемы принципиального характера, связанные с формализацией требования связности носителя и пофрагментной гладкости его границы.

Подход к построению приближенного решения обратной задачи как к условно-экстремальной задаче, решаемой одним из классических методов минимизации, не единственно возможный. В геофизике (в частности, в геоэлектрике) весьма эффективными зарекомендовали себя алгоритмы интерпретации, основанные на базовой идее метода конечных элементов [Галлагер, 1984] и активно использующие особенности предметной области, в нашем случае – свойства потенциальных полей. В обратных задачах гравirazведки большинство известных алгоритмов такого рода (к примеру, [Zidarov, Zhelev, 1970; Булах, Корчагин, 1978; Rene, 1986; Samacho и др., 2000]) идейно примыкают к монтажному методу Страхова–Лапиной [Страхов, Лапина, 1976], предназначавшемуся его авторами для решения задачи оценивания локального тела S известной плотности $\delta > 0$, удовлетворяющего включению $D^- \subset S \subset D^+$. В дальнейшем, преимущественно в работах авторов настоящей статьи, возможности этого метода были существенно расширены, в том числе на случай многосвязного распределения аномальных масс и различных априорных ограничений. Для полноты изложения приведем вкратце суть метода.

Пусть V – выбранное интерпретатором замощение достаточно обширной области пространства, Ω^- и Ω^+ – связные конфигурационные приближения областей D^- и D^+ . Базовый метод Страхова–Лапиной заключается в том, чтобы, отправляясь от конфигурации $\Omega_0 = \Omega^-$, выстроить конечную цепочку локально-оптимальных приближений Ω_i , $\Omega_{i-1} \subset \Omega_i$, $i = 1, 2, \dots, n$, такую, чтобы массы эффективной плотности δ , распределенные по области Ω_n , обеспечили приемлемую невязку наблюдаемого поля. Одна из особенностей метода состоит в том, что плотность δ переводится в число свободных, оптимизируемых параметров. На шаге $i \geq 1$ выбор наилучшего варианта перехода $\Omega_{i-1} \rightarrow \Omega_i$ осуществляется по следующей схеме: 1) из числа пробных носителей $\tilde{\Omega}_{i,j} = \Omega_{i-1} \cup V_j$, $V_j \in O(\Omega_{i-1}) \cap \text{Ker}(\Omega^+)$, претендующих на роль очередного приближения Ω_i , путем прямой проверки отбираются те, что не противостоят априорным ограничениям; они составят множество W_j носителей, допустимых к сравнению; 2) для каждого носителя $\tilde{\Omega}_{i,j} \in W_j$ определяется эффективная плотность δ_j^* , при которой распределение масс $\langle \tilde{\Omega}_{i,j}, \delta_j^* \rangle$ обеспечит минимальное значение ϵ_j^* невязки; 3) в качестве локально-оп-

тимального приближения Ω_i берется носитель $\Omega_{i,j(i)}^* = \Omega_{i-1} \cup V_{j(i)}$, на котором (при минимизирующей невязку эффективной плотности $\delta_{j(i)}^*$) достигается наименьшее значение невязки $\epsilon_{j(i)}^*$. Благодаря условию $V_j \in O(\Omega_{i-1})$, связность очередного приближения обеспечивается автоматически, а прием с выведением плотности в число свободных параметров позволяет добиться достаточно малой невязки уже за несколько первых итераций. Из физических соображений ясно, что при некотором $i = n$ выполнится неравенство $\delta_{j(n)}^* < \delta$, что и станет критерием завершения итерационного процесса.

Основное достоинство метода заключается в том, что он не нуждается в формализации априорных ограничений в терминах равенств и неравенств, принятых в алгоритмах решения условно-экстремальных задач, и не требует задания нулевого приближения, обеспечивающего малую невязку.

В случае, когда в постановке обратной задачи фигурируют m связных парциальных носителей $\tilde{S}_k, D_k^- \subset \tilde{S}_k \subset D_k^+$, $k = 1, 2, \dots, m$, по каждому из которых распределены массы эффективной плотности $\delta_k > 0$, метод Страхова–Лапиной претерпевает незначительные изменения. Как и в случае $m = 1$ вся априорная информация, заданная в терминах пространственных областей, формулируется в терминах конфигураций, определенных на выбранном замощении. В частности, области D_k^- и D_k^+ аппроксимируются связными конфигурациями Ω_k^- и Ω_k^+ , причем конфигурации Ω_k^- служат начальными приближениями $\Omega_{k,0}$ к парциальным носителям Ω_k в искомом решении Ω обратной задачи. В работе [Балк и др., 1994] предложен прием, позволяющий на каждой итерации обеспечить одновременный выход всех m подбираемых плотностей в малые окрестности их истинных значений, не увеличивая при этом размерность оптимизационной задачи. Для этого в число оптимизируемых переводится лишь одна из m плотностей (пусть это δ_1), тогда как значения δ_k^* , $k \geq 2$, плотностей δ_k , которые совместно со значением $\delta_1 = \delta_1^*$ минимизируют невязку, согласуются с последним при помощи линейных зависимостей:

$$\delta_k^* = \frac{\delta_k}{\delta_1} \delta_1^*, \quad k = 2, 3, \dots, m. \quad (6)$$

Множество пробных вариантов перехода к очередному i -му многосвязному приближению формируется за счет элементов замощения $V_j \in \text{Ker}(\Omega_k^+)$, вошедших во все оболочки $O(\Omega_{k,i-1})$

текущих приближений к парциальным носителям Ω_k . Если при выходе из итерационного процесса достигнутая невязка оказалась приемлемой, то допустимое решение Ω обратной задачи построено.

Чтобы активизировать метод необходимо задаться замощением V , что созвучно проблеме выбора размерности модели, которая обычно выводится за рамки метода решения обратной задачи и считается прерогативой самого интерпретатора. Речь идет, прежде всего, о размерах его элементов V_j ; если класс M построен на регулярном замощении V – то о мере протоэлемента V_0 . Необходимо, чтобы в классе M нашелся (опорный) элемент $\hat{\Omega}$ такой, что в случае, если расстояние $d(\hat{\Omega}, \hat{S})$ не превосходит заданного $\Delta > 0$, оба носителя – \hat{S} и $\hat{\Omega}$ – можно было бы считать практически неразличимыми и принять $\hat{\Omega}$ за истинное решение обратной задачи. Как и (в общем случае, многосвязный) носитель \hat{S} , его модельный представитель $\hat{\Omega}$ останется неизвестным, но здесь важен лишь факт его существования. Идея конечноэлементной аппроксимации источников поля близка к идее сплайн-аппроксимации [Алберг и др., 1972] – в обоих случаях каждый параметр модели отвечает лишь за конкретный участок (будь то среда или область определения функции). Это существенно облегчает выбор дробности замощения в зависимости от значения Δ .

Теперь о вычислительных затратах. Они не так велики, как могут показаться на первый взгляд, к тому же часть вычислений осуществляется в целочисленной арифметике. Объем вычислений практически не зависит от числа m локальных тел \hat{S}_k в модели источников и определяется в главном суммарным числом элементов замощения V_j , которые составят ядро искомого конфигурационного носителя Ω . Метод с очевидностью допускает широкое распараллеливание. Можно вспомнить закон Амдала, хотя ясно и так, что с ростом числа процессоров p зависимость от p времени, затрачиваемого на каждом шаге на отыскание локально-оптимального приближения, будет близка к обратно пропорциональной. За отсутствием совершенного программного продукта мы не можем непосредственно сослаться на опыт решения задачи на многопроцессорных устройствах. Но если за отправную точку взять факт успешного применения метода при решении сугубо трехмерных обратных задач средней сложности на однопроцессорных компьютерах 30-летней давности [Schäfer, Balk, 1993] и связать это с известным законом Мура об удваивании производительности процессоров каждые два года, то легко подсчитать, что на сегодняшний день, по меньшей мере, для задач средней сложности, возможность построения допустимых решений, исчисляемых

сотнями, а скорее даже тысячами, не должна вызывать сомнения.

Перейдем к третьей и последней из вышеназванных подзадач. Ясно, что для построения наилучшаемых оценок

$$D_2^{(k)} \subset \hat{\Omega}_k \subset D_1^{(k)}, \quad k = 1, 2, \dots, m \quad (7)$$

непосредственно использовать базовые представления

$$D_1^{(k)} = \bigcup_{\Omega_r \in Q} \Omega_{r,k}, \quad D_2^{(k)} = \bigcap_{\Omega_r \in Q} \Omega_{r,k}, \quad k = 1, 2, \dots, m \quad (8)$$

невозможно – множество Q в классе конфигурационных носителей M хотя конечно, но, все же, слишком велико. Однако помимо (8) существуют иные представления областей $D_1^{(k)}$ и $D_2^{(k)}$. Из общих соображений ясно, что для каждой пары (l, k) , $l = 1, 2$, $k = 1, 2, \dots, m$ найдутся (причем в большом количестве!) достаточно узкие подмножества $Q(l, k) \subset Q$ решений $\Omega_r = (\Omega_{r,1}, \Omega_{r,2}, \dots, \Omega_{r,m})$ таких, что:

$$\bigcup_{\Omega_r \in Q(l,k)} \Omega_{r,k} = D_1^{(k)}, \quad \bigcap_{\Omega_r \in Q(l,k)} \Omega_{r,k} = D_2^{(k)}, \quad k = 1, 2, \dots, m. \quad (9)$$

Мощность некоторых из этих подмножеств не будет превосходить мощность ядер парциальных носителей $\Omega_{r,k}$. Чтобы построить одно из таких подмножеств необходимо, чтобы каждый очередной из найденных допустимых носителей был результативным, то есть уточняющим текущее приближение к искомой области $D_l^{(k)}$. Для этого, в свою очередь, необходимо, чтобы каждое допустимое решение обратной задачи было построено при дополнительном ограничении, учитывающем свойства ранее найденных решений.

ПОСТРОЕНИЕ ВЕРХНИХ ОЦЕНОК

Алгоритм построения верхних оценок $D_1^{(k)}$, $k = 1, 2, \dots, m$, за начальные приближения $D_{1,0}^{(k)}$ к которым можно взять аппроксимации Ω_k^- априори заданных областей D_k^- , представляет последовательность самостоятельных, но, вместе с тем, тесно взаимосвязанных итерационных процессов A_k , $k = 1, 2, \dots, m$. Задача, которая ставится перед каждым из процессов A_k , заключается в обнаружении любого одного из подмножеств $Q(1, k)$. На практике речь идет о формировании подсистемы $\Psi(1, k)$ результативных решений обратной задачи (их число $n(1, k)$ устанавливается апостериори), которых хватит для построения области $D_1^{(k)}$. С одной оговоркой: хватит с точностью до последствий, связанных с нерешенной проблемой гло-

бального минимума многоэкстремальных функций. В различных приложениях эту проблему принято считать “неизбежным злом”, помнить о ее существовании, но каждый раз не заострять на этом внимание. Мы так и поступим, и вернемся к проблеме надежности в последнем разделе статьи.

Для удобства используется сквозная нумерация итераций, единая для всего алгоритма. На каждой итерации j алгоритма, пришедшейся на работу процесса A_k , $k = 1, 2, \dots, m$, осуществляется (одноразовая) попытка найти результативное допустимое решение обратной задачи $\Omega = (\Omega_1, \Omega_2, \dots, \Omega_m)$, в котором парциальный носитель Ω_k позволил бы уточнить предшествующее приближение $D_{1,j-1}^{(k)}$ к искомой оценке $D_1^{(k)}$. Для этого достаточно, чтобы ядро носителя Ω_k содержало хотя бы один элемент замощения $V_{i(j)}$, не вошедший в ядро конфигурации $D_{1,j-1}^{(k)}$. Это требование будет выполнено, если выбранный элемент $V_{i(j)}$ включить в ядро нулевого приближения к парциальному носителю Ω_k без права изымать его из всех последующих приближений. Попытка построения такого решения может оказаться неудачной. Это произойдет тогда, когда допустимых носителей Ω , в которых ядро $Ker(\Omega_k)$ содержало бы элемент $V_{i(j)}$, попросту нет, либо метод “споткнулся” о проблему глобального экстремума. Однако элемент $V_{i(j)}$ может по воле случая оказаться в ядрах соответствующих парциальных носителей в последующих найденных допустимых решениях, в том числе и тех, что еще будут построены с помощью процесса A_k . Поэтому, если на шаге допустимое решение не удалось построить, элемент $V_{i(j)}$ будет лишь временно идентифицирован как не принадлежащий ядру $Ker(D_1^{(k)})$; окончательно статус этого элемента прояснится по завершению построения оценок (7).

Через $\Omega_{r(k,i),s}^*$ обозначим s -ый парциальный носитель, входящий в i -ое по счету результативное решение $\Omega_{r(k,i)}^*$, построенное с помощью итерационного процесса A_k с учетом дополнительного требования относительно выбранного элемента замощения $V_{i(j)}$. Предположим, что очередной j -ый шаг алгоритма, пришедшийся на итерационный процесс A_k , оказался результативным, причем за предыдущие шаги с помощью этого процесса уже удалось построить $i-1$ результативных решений. В таком случае найденное решение принимается за очередной, i -ый элемент $\Omega_{r(k,i)}^*$ системы $\Psi(1, k)$ и участвует в построении оценки $D_1^{(k)}$. Другие $m-1$ парциальных носителей Ω_s , $s \neq k$, — и в этом суть взаимных связей рассматриваемых итерационных процес-

сов — могут попутно содействовать построению оценок $D_1^{(s)}$, $s \neq k$:

$$Ker(D_{1,j}^{(s)}) = Ker(D_{1,j-1}^{(s)}) \cup Ker(\Omega_{r(k,i),s}^*), \quad (10)$$

$$s = 1, 2, \dots, m$$

(предсказать заранее, для каких s окажется, что $Ker(D_{1,j}^{(s)}) \neq Ker(D_{1,j-1}^{(s)})$, невозможно). Если j -ый шаг не привел к допустимому решению, полагаем $D_{1,j}^{(s)} = D_{1,j-1}^{(s)}$, $s = 1, 2, \dots, m$. Приближения $D_{1,j}^{(s)}$, $s = 1, 2, \dots, m$, полученные к моменту выхода алгоритма из последнего, m -го итерационного процесса A_m , принимаются за искомые оценки $D_1^{(s)}$ с правом подкорректировать их (при необходимости) по результатам работы алгоритма построения нижних оценок $D_2^{(s)}$.

Открытыми остаются вопросы: как выбирать элемент $V_{i(j)}$ из возможных; каков критерий завершения итерационного процесса; как обеспечить связность носителя Ω_k , если нулевое приближение $\Omega_k^- \cup V_{i(j)}$ не является связным.

Начнем с выбора элемента $V_{i(j)}$. Связность области $D_1^{(k)}$ как объединения конечного числа связанных парциальных носителей, имеющих общий связный фрагмент Ω_k^- , позволяет сократить число элементов замощения, подлежащих идентификации на предмет принадлежности области $D_1^{(k)}$. Элементы замощения $V_{i(j)}$, возможно принадлежащие области $D_1^{(k)}$, но не вошедшие в ядро текущего приближения $D_{1,j-1}^{(k)}$, следует искать среди тех, что принадлежат множеству $O(D_{1,j-1}^{(k)}) \cap Ker(\Omega_k^+)$. При некотором j обязательно случится так, что в этом множестве останется лишь один элемент $V_{i(j)}$, который в ходе предшествующих итераций не был опробован на предмет принадлежности ядру k -го парциального носителя, причем попытка построить такое решение на итерации j также не увенчалась успехом. Это станет критерием завершения процесса A_k .

Формально итерационный процесс поиска допустимого решения можно запустить с любого нулевого приближения и не исключено, что он выйдет на связный допустимый носитель. Но можно действовать надежно и изначально несвязное нулевое приближение дополнить до минимального связного. Организуем итерационный процесс, который позволит элементу замощения $V_{i(j)}$ самостоятельно (в автоматическом режиме) обнаружить конфигурацию Ω_k^- :

$$\begin{aligned} Ker(\tilde{\Omega}_i) &= Ker(\tilde{\Omega}_{i-1}) \cup O(\tilde{\Omega}_{i-1}), \\ i \geq 1 \quad (Ker(\tilde{\Omega}_0) &= \{V_{i(j)}\}). \end{aligned} \quad (11)$$

Процесс завершен, как только на некотором шаге $i = i(0)$ выполнилось условие:

$$O(\tilde{\Omega}_{i(0)}) \cap Ker(\Omega_k^-) \neq \emptyset. \quad (12)$$

Тогда ядро минимальной конфигурации $\tilde{\Omega}$, связывающей элемент замощения $V_{i(j)}$ с конфигурацией Ω_k^- , имеет мощность $i(0)$. Его элементы $V_{i(i)}$ найдем при помощи итерационного процесса, выполняющего обратный ход – от Ω_k^- к $V_{i(j)}$. За элемент $V_{i(1)}$ примем любой элемент ядра $Ker(\tilde{\Omega}_{i(0)})$ такой, что

$$O(V_{i(1)}) \cap Ker(\Omega_k^-) \neq \emptyset. \quad (13)$$

Остальные $i(0) - 1$ элемента $V_{i(i+1)}$ ядра искомой связующей конфигурации суть любые элементы замощения, удовлетворяющие включению:

$$V_{i(i+1)} \in O(V_{i(i)}) \cap Ker(\tilde{\Omega}_{i(0)-i}), \quad i = 1, 2, \dots, i(0) - 1. \quad (14)$$

ПОСТРОЕНИЕ НИЖНИХ ОЦЕНОК

Без учета результатов построения верхних оценок $D_1^{(k)}$, за начальные приближения $D_{2,0}^{(k)}$ к искомым оценкам $D_2^{(k)}$, $k = 1, 2, \dots, m$, можно взять множества Ω_k^+ . Приближения $D_{2,j}^{(k)}$ образуют конечную последовательность сужающихся областей $D_{2,j}^{(k)} \subseteq D_{2,j-1}^{(k)}$. Как и в случае оценок $D_1^{(k)}$ алгоритм построения нижних оценок $D_2^{(k)}$ представляет собой цепочку взаимосвязанных итерационных процессов B_k , каждый из которых отвечает за соответствующую область $D_2^{(k)}$ и ориентирован на поиск одного из подмножеств $Q(2, k)$. Попутно каждый процесс B_k может выполнить часть работы, возложенной на процессы B_s , $s \neq k$. Фактически его работа заключается в формировании подсистемы $\Psi(2, k)$ результативных решений $\Omega_{r(k,i)}^*$, $i = 1, 2, \dots, n(2, k)$, для нумерации которых оставим те же индексные обозначения $r(i, k)$, что и в случае процессов A_k .

Воспользуемся сквозной нумерацией итераций в пределах алгоритма. На каждой итерации j , пришедшейся на работу итерационного процесса B_k , предпринимается попытка найти допустимое решение $\Omega = (\Omega_1, \Omega_2, \dots, \Omega_m)$, в котором парциальный носитель Ω_k не содержал бы какой-то один элемент замощения $V_{i(j)} \in Ker(D_{2,j-1}^{(k)} \setminus \Omega_k^-)$. Предоставим алгоритму возможность самому выбирать этот элемент случайным образом. После того, как элемент $V_{i(j)}$ выбран из числа возможных,

следует наложить запрет на его входжение в ядра всех приближений к парциальному носителю Ω_k . Начальным приближением к искомому решению служит многосвязная конфигурация $\Omega^- = (\Omega_1^-, \Omega_2^-, \dots, \Omega_m^-)$. Попытка построения такого носителя может оказаться безрезультативной хотя бы потому, что допустимых носителей Ω , в которых ядро $Ker(\Omega_k)$ не содержит данный элемент замощения, попросту нет. Предположим, однако, что итерация j оказалась успешной и до того итерационному процессу B_k удалось найти еще $i - 1$ результативных решений. В этом случае обозначим носитель Ω как $\Omega_{r(k,i)}^*$ и осуществим пересчет текущих приближений к оценкам $D_2^{(s)}$:

$$\begin{aligned} Ker(D_{2,j}^{(s)}) &= Ker(D_{2,j-1}^{(s)}) \cap Ker(\Omega_{r(k,i),s}^*), \\ s &= 1, 2, \dots, m \end{aligned} \quad (15)$$

(по отношению к каким оценкам $D_2^{(s)}$, помимо $D_2^{(k)}$, решение $\Omega_{r(k,i)}^*$ фактически окажется результативным, предвидеть заранее невозможно). Если j -й шаг не привел к допустимому решению, полагаем $D_{2,j}^{(s)} = D_{2,j-1}^{(s)}$, $s = 1, 2, \dots, m$.

Если процесс B_k исчерпал все возможности выбора элемента замощения $V_{i(j)}$, он завершается.

Приближения $D_{2,j}^{(s)}$, $s = 1, 2, \dots, m$, полученные к моменту выхода из последнего, m -го итерационного процесса B_m принимаются за оценки $D_2^{(s)}$, которые удалось построить с помощью одних лишь итерационных процессов B_s .

Алгоритм получит логическое завершение, если допустимые носители, найденные с помощью процессов B_k , $k = 1, 2, \dots, m$, будут суммированы с построенными областями $D_1^{(k)}$ с целью возможной корректировки последних, точно также, как построенные оценки $D_2^{(k)}$ могут быть подправлены с помощью допустимых решений, обнаруженных итерационными процессами A_s .

СОСТОЯТЕЛЬНОСТЬ АЛГОРИТМА: ВЫЧИСЛИТЕЛЬНАЯ СЛОЖНОСТЬ И ДОСТОВЕРНОСТЬ ПОСТРОЕННЫХ ОЦЕНОК

Если говорить о трудностях, сопутствующих аналитическому построению оценок (1) и алгоритмическому – оценок (2), то в случае первых основные проблемы носят математический характер (особенно когда в постановке задачи присутствует разнообразная априорная информация), тогда как в случае вторых – вычислительный. Исходя из мощности ядер конфигураций Ω_k^+ можно дать, пусть и грубые, оценки сверху для

$n(1, k)$. Однако сказать, что построение оценок (7) сводится к поиску

$$n = \sum_{k=1}^m (n(1, k) + n(2, k)) \quad (16)$$

допустимых решений обратной задачи, было бы слишком упрощенно. Если бы поиск допустимых решений мы доверили случаю, сведя все к простому их накоплению без учета свойств уже найденных решений, ни о какой достоверности результатов, под которой мы понимаем соответствие оценок (7) фактическим соотношениям между областями $D_1^{(k)}$, $D_2^{(k)}$ и истинными парциальными носителями, речи не могло быть. Принципиально важно, что в построении оценок $D_1^{(k)}$ и $D_2^{(k)}$ участвуют *результативные* допустимые решения, найденные с помощью специально структурированного алгоритма.

Основным фактором, определяющим быстрдействие алгоритма и достоверность выполненных построений, являются свойства базового элемента алгоритма – монтажного метода поиска отдельного допустимого решения обратной задачи. Можно предложить достаточно простой способ оценки максимального числа операций, требуемых на реализацию метода, причем эта оценка уточняется в ходе выполнения метода. Метод не относится к классу, так называемых, жадных алгоритмов, когда локальная оптимальность на каждом отдельном шаге обеспечивает оптимальность метода в целом. Что касается надежности вывода о существовании допустимых решений при заданных ограничениях, который будет сделан по результатам работы метода, то здесь можно отметить три позитивных момента. Первый из них в том, что перед методом не ставится (как в методе подбора) задача поиска того единственного решения, которое минимизирует невязку; требуется отыскать любое допустимое решение, обладающее не слишком обременительным дополнительным свойством, либо установить, что таковых нет. Второй позитивный момент заключается в том, что метод допускает различные (не выводящие время его реализации за рамки реального) усложнения структуры итерационного шага, при котором удается еще более сузить интервал неопределенности между достигнутым значением невязки и ее глобальным минимумом. Неожиданным союзником – и это третий позитивный момент – становится приближенная эквивалентность, предоставляющая методу широкие возможности для выбора. Надо сказать, что использование эквивалентности для геофизики не ново и было одним из первых продемонстрировано В.И. Ароновым [Аронов, 1976].

Свой вклад в повышение быстрдействия теперь уже самого алгоритма и, в особенности, надежности итогового результата его применения,

вносит сама структура алгоритма построения оценок $D_1^{(k)}$ и $D_2^{(k)}$. Речь идет как о связях, существующих внутри каждого процесса A_k и B_k (когда результаты итерации j могут быть подкорректированы на более поздних итерациях), так и о попарных связях итерационных процессов A_k и B_k . В последнем случае имеются в виду как связи внутри каждой из двух групп итерационных процессов, так и “межвидовые” связи процессов A_k с процессами B_k , которые мы на время обсуждения объединим в одну группу. Помощь, которую каждый из $2m$ итерационных процессов может оказать другим $2m - 1$ процессам, есть смысл разделить на две категории. В первом случае речь идет о содействии, которую один итерационный процесс может получить от других до того, как начнет свою работу, и тогда можно говорить о вкладе в экономизацию вычислений. Во втором случае речь идет о содействии, которое итерационный процесс получает от остальных по окончании своей работы, и здесь уже можно говорить о повышении надежности построений за счет “дружественных” процессов.

Обратимся к фактору экономизации. К моменту входа алгоритма построения верхних оценок $D_1^{(k)}$ в итерационный процесс A_k , $k \geq 2$, (это произойдет на итерации $j(0) = n(1, 1) + n(1, 2) + \dots + n(1, k - 1)$) предшествующие ему процессы A_s , $s < k$, сформируют для области $D_1^{(k)}$ нулевое приближение

$$D_{1, j(0)}^{(k)} = \bigcup_{s=1}^{k-1} \bigcup_{i=1}^{n(1, s)} \Omega_{r(s, i), k}^* \quad (17)$$

и лишь итерационному процессу A_1 придется начинать работу с нулевого приближения $D_{1, 0}^{(1)} = \Omega_k^-$. В еще более выгодном положении находится алгоритм построения нижних оценок $D_2^{(k)}$. Если воспользоваться решениями $\Omega_r \in Q$, найденными в ходе построения верхних оценок $D_s^{(1)}$, $s = 1, 2, \dots, m$, то к моменту входа в процесс B_k на шаге $j(0) = n(2, 1) + n(2, 2) + \dots + n(2, k - 1)$ все предшествующие процессы сформируют для процессов B_k следующие нулевые приближения

$$D_{2, j(0)}^{(k)} = \left(\bigcap_{s=1}^m \bigcap_{\Omega_r \in \Psi(1, s)} \Omega_{r, k} \right) \bigcap \left(\bigcap_{s=1}^{k-1} \bigcap_{i=1}^{n(s)} \Omega_{r(s, i), k}^* \right), \quad (18)$$

$$k = 1, 2, \dots, m,$$

где множество в первых скобках есть вклад итерационных процессов A_s .

Совместный вклад в построение оценок $D_1^{(k)}$ и $D_2^{(k)}$ “дружественных” итерационных процессов A_s и B_s , $s \neq k$ может быть настолько высок, что необходимость в выполнении итерационных

процессов A_k и B_k может и вовсе отпасть. Это случится, когда в ходе выполнения итерации j , пришедшейся на итерационный процесс $A_s, s < k$, окажется, что $D_{1,j}^{(k)} = \Omega_k^+$, либо еще до начала итерационного процесса B_k будет зафиксирован исход $D_{2,j}^{(k)} = \Omega_k^-$. Впрочем, такой исход возможен и раньше, когда пересечение соответствующих парциальных носителей в допустимых решениях, построенных в ходе выполнения итерационных процессов A_s , совпадет с конфигурацией Ω_k^- .

Чтобы ответить на вопрос, вносят ли “дружественные” итерационные процессы определенный вклад не только в экономизацию вычислений, но и в надежность построений, за которые несут ответственность другие процессы, надо попросту построить оценки $D_1^{(k)}$ и $D_2^{(k)}$ силами одних лишь итерационных процессов A_k и B_k , а затем сравнить их с прежними оценками. Но все же, реальный интерес представляет сопоставление оценок $D_1^{(k)}$ и $D_2^{(k)}$, полученных после выхода из обоих алгоритмов, с приближениями $D_{1,j}^{(k)}$ и $D_{2,j}^{(k)}$, с которыми алгоритмы выходили из итерационных процессов A_k и B_k . Серийные расчеты на моделях средней сложности убеждают, что итерационные процессы A_k и B_k в подавляющем большинстве способны и самостоятельно справиться с поставленными перед ними задачами.

Вопросы достоверности поднимаются разработчиками алгоритмов решения обратных задач гравиразведки весьма неохотно. Объясняется это тем, что при традиционных представлениях результатов интерпретации трудно определить, где изъяны алгоритма, а где следствие ограниченных возможностей собственно геофизического метода, обусловленные приближенной эквивалентностью и недостатком априорной информации. Приемлемое качество приближенных решений обратной задачи на удачно подобранных модельных примерах нельзя считать надежным критерием состоятельности алгоритма. В определенных классах интерпретационных задач достаточно успешным оказался подход к организации численного эксперимента по оцениванию состоятельности метода, когда часть априорных данных переводится в разряд контрольных, с которыми затем сопоставляются результаты интерпретации, выполненные по оставшимся данным. Пример успешного применения такого подхода при аналитической аппроксимации геопотенциальных полей демонстрируется, в частности, в работах [Ягола и др., 2014; Степанова и др., 2017]. Если такой подход перенести на задачи количественной интерпретации гравиметрических данных, то речь может идти об изъятии из постановки обратной задачи не только части измерений поля, но и отдельных ограничений на параметры модели источников поля, чтобы затем убедиться, удовле-

творяет или нет этим ограничениям приближенное решение по неполным данным. При положительном исходе можно допустить, что объем априорной информации достаточен для того, чтобы обеспечить приемлемую близость приближенного и истинного решений. В случае отрицательного исхода вопрос останется открытым. Предложенный в статье алгоритм имеет одно несомненное преимущество – контроль за надежностью процессов построения подмножеств результативных решений обратной задачи здесь не связан с вынужденным изъятием части априорной информации из интерпретируемых данных. “Дружественные” итерационные процессы одновременно выполняют функцию контроля за надежностью алгоритма и, при необходимости, позволяют эту надежность повысить, внося коррективы в основные построения.

Не следует ожидать гарантированного выполнения на практике всего, что обещано в теории, принимая во внимание проблему глобального минимума и, в особенности, неконтролируемую неадекватность модельных посылок. Однако для приложений не столь уж важно, достигнуто или нет полное совпадение построенных областей $D_1^{(k)}$ и $D_2^{(k)}$ с объединением и пересечением *всех* допустимых носителей; мы это все равно не сможем проверить. На практике вполне достаточно, если найденные оценки (7) обеспечили двухсторонние включения для истинных парциальных носителей. Да и здесь, абсолютная безукоризненность построений необязательна, достаточно, чтобы области $D_1^{(k)}$ и $D_2^{(k)}$ помогли решить поставленную геологическую задачу. Парадоксальность ситуации состоит в том, что чем сложнее модель источников поля и заметнее проявление приближенной эквивалентности, тем выше у алгоритма шансы обеспечить включения (7), поскольку на каждом шаге ему предоставляется более широкий выбор при поиске очередного результативного решения обратной задачи.

МОДЕЛЬНЫЙ И ПРАКТИЧЕСКИЙ ПРИМЕРЫ

Пример 1. Если, следуя К. Шеннону, понимать под информацией снятую неопределенность об объекте изучения, то мозаичное замощение изучаемой части пространства, порождаемое особенностями взаиморасположения областей $D_1^{(k)}$, $D_2^{(k)}$, D_k^+ и D_k^- , можно проинтерпретировать следующим образом. 1). Фрагменты $D_k^+ \setminus D_1^{(k)}$ не имеют пересечений с носителями \hat{S}_k . 2). Помимо априори известных фрагментов D_k^- носителей \hat{S}_k выявлены новые их фрагменты – области $D_2^{(k)} \setminus D_k^-$; совпадение областей $D_2^{(k)}$ и D_k^- означает, что совокупных данных недостаточно, чтобы обнаружить

новые точки носителя \widehat{S}_k . 3). Области $D_1^{(k)} \setminus D_2^{(k)}$ остаются областями неопределенности, относительно каждой точки каждой из которых нельзя сделать однозначный вывод о (не)принадлежности носителю \widehat{S}_k ; их меры являются мерой проявления приближенной эквивалентности. 4). Если две или более областей $D_1^{(k)}$, $k \in K$, имеют непустое пересечение, то его логично назвать зоной повышенного проявления приближенной эквивалентности, каждая точка которой может либо оказаться точкой одного из носителей \widehat{S}_k , $k \in K$, либо, вообще, не принадлежать ни одному из них.

Рассмотрим модельную задачу картирования интрузивных тел: диоритового лакколита S_1 эффективной плотности 0.15 г/см^3 и смещенного по разлому габбрового хонолита, представленного телами S_2 и S_3 эффективной плотности 0.25 и 0.3 г/см^3 соответственно. “Наблюдаемые” значения (рис. 1а) силы тяжести Δg содержат нормально распределенную помеху со среднеквадратическим значением 0.15 мГал , принятым за максимально приемлемое значение нормы невязки “наблюденого” и модельного полей. Помимо обязательной информации заданы некоторые ограничения на максимальную протяженность тел по горизонтали и вертикали (их числовые характеристики сейчас можно не приводить). Чтобы не перегружать рисунок мы также не приводим области Ω_k^+ (они были взяты настолько широкими, что не повлияли на построенные оценки), и области Ω_k^- (в качестве последних взяты отдельные элементы замощения).

На рис. 1б приведены стилизованные (со сглаженными границами) области $D_1^{(k)}$, $k = 1, 2, 3$, которые можно позиционировать как области, содержащие тела \widehat{S}_k (малыми фрагментами интрузий, вышедших за границы области $D_1^{(1)}$ и $D_2^{(2)}$, можно пренебречь). Повышенное проявление приближенной эквивалентности не наблюдается. Выявлены две сравнительно небольшие области $D_2^{(1)}$ и $D_2^{(2)}$, принадлежащие телам \widehat{S}_1 и \widehat{S}_2 . Установить какой-либо новый фрагмент тела \widehat{S}_3 не удалось — априорных данных оказалось недостаточно.

Суть множественных оценок проявляется и в их возможности сопоставить по информативности два различных объема априорных данных. На рис. 1в представлены области $D_1^{(k)}$ и $D_2^{(k)}$ для случая, когда точных данных об эффективных плотностях нет (известно лишь, что $0.1 \leq \delta_1 \leq 0.3$ и $0.2 \leq \delta_2, \delta_3 \leq 0.3$), но заданы более жесткие, чем прежде, ограничения на протяженность тел. Декартово произведение интервалов возможных значений эффективных плотностей покрывалось сеткой, для каждого узла которой определя-

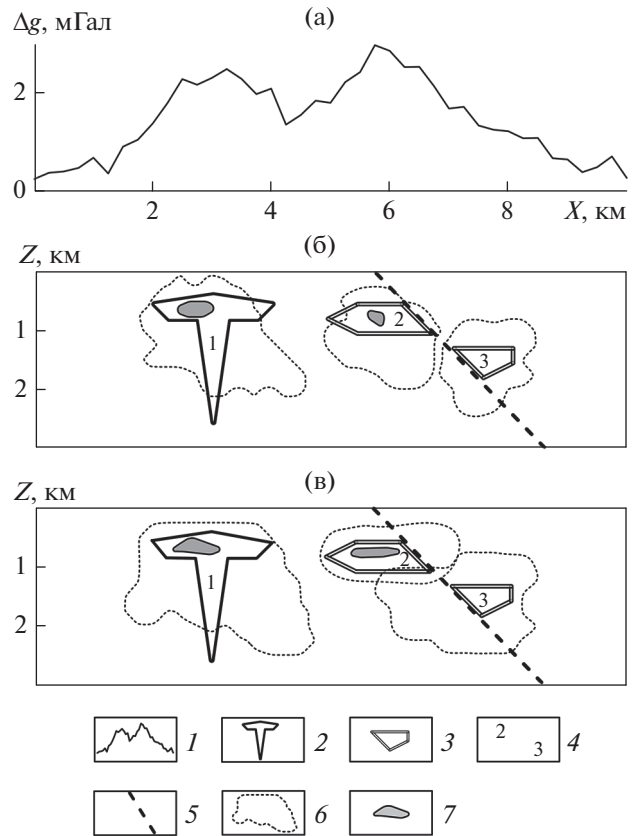


Рис. 1. Результаты интерпретации гравитационного поля (а), обусловленного группой интрузивных тел, при точных (б) и интервально заданных (в) значениях эффективной плотности: 1 — “наблюдаемое” гравитационное поле; аномалиеобразующие объекты: 2 — диоритовый лакколит, 3 — габбровый хонолит; 4 — номера аномалиеобразующих объектов; 5 — разлом; 6 — построенная оценка области D_1 ; 7 — построенная оценка области D_2 .

лось “свое” множество допустимых решений обратной задачи. Построенные для всех комбинаций допустимых плотностей δ_k решения собирались в одно множество, и на основании этого множества строились оценки $D_1^{(k)}$ и $D_2^{(k)}$. Как следует из сопоставления рисунков 1б и 1в, объемы извлеченной информации о носителях S_k оказались примерно одинаковы — потери априорной информации об эффективных плотностях компенсируются более жесткими ограничениями на геометрические параметры оцениваемых тел. Правда, здесь уже наблюдается пересечение областей $D_1^{(2)}$ и $D_1^{(3)}$, образующее зону повышенного проявления приближенной эквивалентности.

Пример 2. Интерпретация модельна, а любые конечнопараметрические модели лишь приближенно описывают реальные объекты. Едва

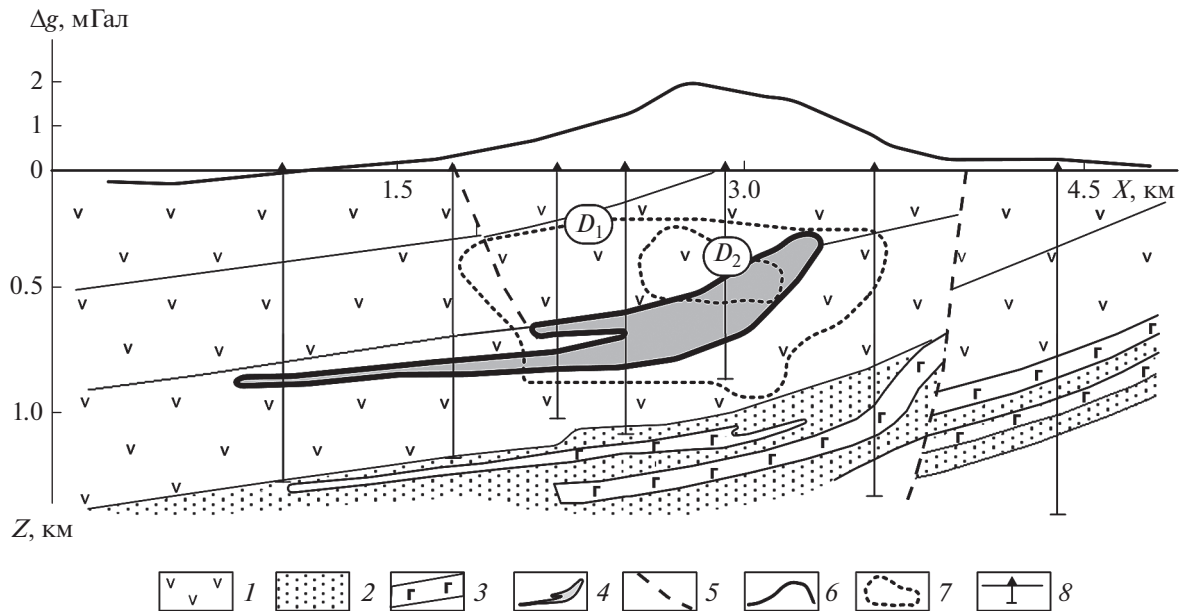


Рис. 2. Результаты количественной интерпретации аномального гравитационного поля над месторождением медно-никелево-платиновых руд Норильск-1: 1 – породы туфолавоваы толщи; 2 – отложения тунгусской серии; 3 – силлы габбро-долеритов; 4 – рудоносная интрузия; 5 – дизъюнктивные нарушения; 6 – локальная составляющая гравитационного поля в редукции Буге; 7 – построенные оценки областей D_1 и D_2 ; 8 – буровые скважины.

ли не главный вопрос, возникающий на практике, состоит в том, в какой степени неучтенные особенности природных объектов могут повлиять на надежность выводов, сделанных на основании результатов интерпретации; каков может быть характер неадекватности и ее максимально допустимая мера, при которых из этих результатов все еще можно извлечь полезную информацию.

Рассмотрим пример, в котором с помощью двухсторонних включений типа (2) надлежит оценить местоположение рудоносной интрузии габбро-долеритов по данным крупномасштабной гравиметрической съемки, выполненной над месторождением медно-никелево-платиновых руд Норильск-1 (рис. 2). Пример интересен тем, что геометрия интрузии довольно хорошо восстанавливается по данным бурения, которые мы не внесли в априорную информацию. Мы воспользуемся ими для контроля. Проследим реакцию оценок на те или иные проявления неадекватности модельных представлений: будет она хаотична или до проведения вычислений можно было из общих соображений предвидеть, как неадекватность скажется на мере областей D_1 и D_2 и какие подвижки в пространстве с ними произойдут. С этой целью в интерпретационной модели намеренно проигнорирована возможность существования ореола уплотнения вмещающих эффузивных пород, что весьма характерно для надинтрузивных зон месторождений Норильского района.

Также взят более жесткий, чем следовало, показатель гладкости границы интрузии.

Приняты следующие допущения. Аномалия Δg в основном обусловлена рудоносной интрузией базит-гипербазитового состава, обладающей эффективной плотностью 0.2 г/см^3 по отношению к вмещающим породам туфолавоваы толщи. Предполагаемый уровень помех составляет 0.15 мГал , что примерно отвечает точности гравиметрической съемки. В качестве области Ω^- , заведомо принадлежащей интрузии, взят отдельный элемент замощения.

Выход за пределы области D_1 маломощного фрагмента рудоносной интрузии в левой части геологического разреза объясняется чрезмерно жесткими ограничениями на гладкость границы носителя аномальных масс. Следствием этих ограничений является и несколько завышенная мера области D_2 . Ее смещение в верхнюю часть разреза относительно фактического положения рудоносной интрузии можно объяснить неучтенным в интерпретационной модели ореолом уплотнения вмещающих эффузивных пород.

И последнее. Независимо от состава и мощности множества допустимых решений, участвующих в построении оценок $D_1^{(k)}$ и $D_2^{(k)}$, последние можно трактовать следующим образом: при адекватности модельных представлений любая точка

области $D_1^{(k)}$ может оказаться точкой парциально-носителя S_k , а фрагменты пространства, которые гарантированно можно было бы отнести к фрагментам этих носителей, малы настолько, что лежат внутри областей $D_2^{(k)}$. И это уже строгий, геофизически содержательный результат.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Алберг Дж., Нильсон Э., Уолш Дж. Теория сплайнов и ее приложения. М.: Мир. 1972. 318 с.
- Аронов В.И. Обработка на ЭВМ значений аномалий силы тяжести при произвольном рельефе поверхности наблюдений. М.: Недра. 1976. 129 с.
- Балк П.И. О надежности результатов количественной интерпретации гравитационных аномалий // Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли. 1980. № 6. С. 65–83.
- Балк П.И., Шефер У., Балк Т.В. Структура минимизируемого функционала в монтажных алгоритмах поиска допустимых решений обратной задачи гравиметрии // Физика Земли. 1994. № 7–8. С. 98–106.
- Барашков А.С. Оценка точности решения обратной задачи без использования теоремы единственности // Журн. вычис. матем. и матем. физики. 1993. Т. 33. № 3. С. 458–463.
- Булах Е.Г., Корчагин И.Н. О подборе аномальных источников гравитационного поля методом последовательных приращений модели // Докл. АН УССР. Сер. Б. 1978. № 10. С. 1059–1062.
- Галлагер Р. Метод конечных элементов. М.: Мир. 1984. 428 с.
- Канторович Л.В. О некоторых новых подходах к вычислительным методам и обработке наблюдений // Сибирский математический журнал. 1962. Т. 3. № 5. С. 701–709.
- Леонов А.С. Об апостериорных оценках точности решения линейных некорректно поставленных задач и экстраоптимальных регуляризирующих алгоритмах // Вычислительные методы и программирование. 2010. Т. 11.
- Леонов А.С. Для каких обратных задач априорная оценка точности приближенного решения может иметь порядок ошибки данных // Сибирский журн. вычислительной математики. 2014. Т. 17. № 4. С. 339–348.
- Степанова И.Э., Раевский Д.Н., Конешов В.Н. Модифицированный метод S-аппроксимаций при решении обратных задач геофизики и геоморфологии // Геофизические исследования. 2017. Т. 18. № 1. С. 63–84.
- Страхов В.Н. Геофизика и математика // Физика Земли. 1995. №12. С. 4–23.
- Страхов В.Н., Голиздра Г.Я., Старостенко В.И. Развитие теории и практики интерпретации потенциальных полей в XX веке // Физика Земли. 2000. № 9. С. 41–64.
- Страхов В.Н., Лапина М.И. Монтажный метод решения обратной задачи гравиметрии // Докл. АН СССР. 1976. Т. 227. № 2. С. 344–347.
- Цыткин Я.З. Робастность в системах управления и обработки данных // Автоматика и телемеханика. 1992. № 1. С. 165–169.
- Ягола А.Г., Ван Янфей И.Э., Степанова В.И., Титаренко. Обратные задачи и методы их решения. Приложения к геофизике. Изд-во “Бином”. 2014. 216 с.
- Camacho A.G., Montesinos F.G., Vieira. R. Gravity inversion by means of growing bodies // Geophysics. 2000. V.65. № 1. P. 95–101.
- Marczewski F., Steinhilber H. Colloquium Math. 1958. № 6. P. 319–327.
- Rene R.M. Gravity inversion using open, reject, and “shape-of-anomaly” fill criteria // Geophysics. 1986. V. 51. № 5. P. 998–994.
- Schäfer U., Balk P. The inversion of potential field anomalies by the assembling method: The third dimension. Proc. IAG Symp. № 112. Geodesy and Physik of the Earth. Berlin-Heidelberg: Springer Verlag. 1993. P. 237–241.
- Zidarov D., Zhelev Zh. On obtaining a family of bodies with identical exterior fields-method of bubbling // Geophys. Prosp. 1970. V. XVIII. № 1.

Double-Sided Estimates of Inclusion Type for Localizing and Detailing the Location of the Gravitational Field Sources

P. I. Balk^a and A. S. Dolgal^{a,*}

^aMining Institute of the Ural Branch of the Russian Academy of Sciences, Perm, Russia

*e-mail: dolgal@mi-perm.ru

The effective solution to the problem of the most complete extraction of reliable information about a geological object from gravimetric measurements is commonly associated with selecting the best in the set of admissible interpretation variants. It is impossible to characterize the set in any way completely by one of its elements, no matter what remarkable properties it may have in order to achieve a notable success in solving the said problem, the results of interpretation and the estimates of informativeness of geophysical data must also take into account the non-optimal admissible solutions of the inverse problem. Previously, the lack of technologies for constructing a representative subset of admissible solutions and then analyzing them all together was easily explained by insufficient computing power. Nowadays, the performance of computers has reached a level at which it is quite timely to raise the question of creating such technologies. As a development of technologies for localizing geological objects according to gravity survey data, this work proposes a fully formalized algorithm for finding effective admissible solutions to the inverse problem, sufficient to construct practically unimprovable separate estimates of the location of partial carriers in a multi-connected distribution of anomalous masses.

Keywords: gravity survey, anomaly, interpretation, inverse problem, approximate solution, set of admissible solutions, equivalence, accuracy estimate, montage method, iterative process

АНАЛИТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ ФИЗИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ ЗЕМЛИ В РЕГИОНАЛЬНОМ ВАРИАНТЕ С УЧЕТОМ ЭЛЛИПТИЧНОСТИ

© 2022 г. И. Э. Степанова¹, *, А. В. Щепетилов², П. С. Михайлов¹

¹Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН, г. Москва, Россия

²МГУ им. М.В. Ломоносова, г. Москва, Россия

*E-mail: tet@ifz.ru

Поступила в редакцию 20.11.2021 г.

После доработки 24.12.2021 г.

Принята к публикации 27.12.2021 г.

Региональный вариант метода линейных интегральных представлений применяется для интерпретации данных об аномальных физических полях Земли. Восстановление элементов поля сводится к решению плохо обусловленных систем линейных алгебраических уравнений с приближенно заданной правой частью. Приводятся результаты математического эксперимента по нахождению аналитического продолжения гравитационного и магнитного полей Земли.

Ключевые слова: гравитационное поле, магнитное поле, трансформация потенциальных полей, аппроксимация.

DOI: 10.31857/S0002333722030085

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время наблюдается стремительный рост объема получаемой различными способами информации о физических полях Земли и других планет Солнечной системы. Данный факт объясняется совершенствованием технологий дистанционного зондирования, увеличением вычислительных мощностей, появлением принципиально новых методов регистрации сигналов. По материалам спутниковой съемки Земли и других планет можно корректировать модели внутреннего строения, изучать эволюцию небесных тел, изучать и прогнозировать глобальные климатические и геофизические процессы, например таяние ледников и временные вариации потенциальных полей. Необходимо принимать во внимание, однако, что вся спутниковая информация нуждается в корректной, математически обоснованной интерпретации. Глубоко залегающие и слабые источники полей при дистанционных исследованиях верифицируются весьма плохо.

Исследователи как в нашей стране, так и за рубежом, применяют различные методы и подходы для решения задач интерпретационного характера (см., например, [Portniaguine, 1999; 2002; Agkani-Named, 2002; Acuna, 1999]). Особенно популярным становится так называемая “совместная” (или комплексная) инверсия. Предпринимаются попытки восстановления источников сигналов одновременно по данным, к примеру, гравиметрии и градиентометрии [Михайлов и др., 2019;

Wang et al., 2019; 2020a; 2020b]. Чрезвычайно важным при обработке аэрокосмических данных становится вопрос об учете формы планеты: сферичности или, при создании более точных аналитических представлений полей, эллиптичности. Трехмерным плотностным моделям Земли посвящено много работ (см., например, [Мартышко и др., 2015; Martyshko et al., 2016]). Для более глубокого понимания геологического строения Земли и других планет весьма актуальным является сравнительный анализ моделей распределения источников поля с учетом сферичности и без такового [Павленкова, 1991; Долгаль, 2015; 2017; Uieda et al., 2015; Schattner et al., 2019].

Целью настоящей работы является улучшение качества аппроксимации потенциальных полей, что особенно актуально, например, для уточнения аналитической модели магнитного поля Марса, предложенной в работе [Gudkova et al., 2021; Salnikov et al., 2021] на основе глобального варианта метода интегральных представлений в рамках структурно-параметрического подхода. Как было указано в работе [Gudkova et al., 2020], магнитное поле Марса отличается от земного как по своей природе (на Марсе нет магнитного диполя), так и по структуре. Спутниковые измерения позволяют сделать вывод о фрагментарной картине остаточного магнитного поля Красной планеты: как будто источники поля группируются в некоторой полосе вблизи экватора и в южном полушарии. При этом достоверно не известно,

что послужило причиной “исчезновения” магнитного поля в некоторых областях Марса.

В приведенной выше работе авторов была предложена концепция построения аналитической модели магнитного поля Марса по спутниковым данным на основе комбинированного подхода: модифицированные S -аппроксимации спутниковых измерений строились как в локальной версии метода линейных интегральных представлений [Stepanova et al., 2008], так и в региональной [Stepanova et al., 2009].

В настоящей работе предложены способы улучшения алгоритма аналитического продолжения физических полей вниз, в сторону источников, поскольку данные дистанционного зондирования Земли значительно преобладают над информацией, получаемой благодаря наземным, морским и другим исследованиям.

При разработке уточненной аналитической модели гравитационного и магнитного полей Земли (как и других планет Солнечной системы) можно “двигаться” в двух направлениях:

1) аппроксимационные конструкции строить без учета эллиптичности и топографии, но пространственное распределение элементов гравитационного и магнитного полей, а также все линейные трансформации (включая аналитическое продолжение поля вниз, в область источников) находить уже с учетом особенностей строения планеты;

2) при выборе носителей масс в аппроксимационных построениях учитывать эллиптичность (и рельеф, если позволят вычислительные мощности).

Стоит отметить, что второе направление развития теории интерпретации спутниковых данных представляется весьма перспективным, поскольку точное определение источников гравитационного и магнитного полей очень важно для изучения внутреннего строения небесного тела.

В данной работе предложен способ адаптивной регуляризации обратной задачи по нахождению аналитического продолжения гравитационного и магнитного полей Земли в рамках, в основном, первого подхода. Второй подход применялся нами в несколько редуцированном виде: эллиптичность планеты учитывалась как некоторая весовая функция при постановке вариационной задачи. Кроме того, частичная реализация второго подхода возможна при преобразованиях координат трехмерного пространства, переводящих эллипсоид в сферу. Применение второго подхода в “чистом” виде приводит к необходимости численного интегрирования, что увеличивает время, затрачиваемое на решение обратной задачи, иногда (при высоком разрешении сети наблюдений) – весьма существенно.

ОПИСАНИЕ МЕТОДИКИ

Интегральные представления, как показано в наших предыдущих работах [Stepanova, 2008; Раевский и др., 2015а; 2015б], могут использоваться в трех вариантах построения линейных аналитических аппроксимаций элементов внешних физических полей Земли и планет:

а) глобальном (линейные аналитические аппроксимации строятся для всей Земли);

б) региональном (линейные аналитические аппроксимации строятся для больших по площади территорий – порядка (10^5-10^6) км²);

в) локальном (линейные аналитические аппроксимации строятся для небольших по площади территорий – не более 10^4 км²).

Мы можем приближенно представлять себе Землю как эллипсоид с полуосями a, b, c . Если эллиптичность не учитывается, то планета считается шаром радиуса R_0 .

Если известны геодезические координаты точки наблюдения, то переход от них к прямоугольным координатам осуществляется по известным формулам [Шимбирев, 1975]:

$$\begin{aligned} X &= (N + H) \cos B \cos L, \\ Y &= (N + H) \cos B \sin L, \\ Z &= ((1 - e^2)N + H) \sin B, \end{aligned} \quad (1)$$

где: X, Y, Z – пространственные прямоугольные координаты точки, м; B, H, N – геодезические координаты (широта и долгота, рад., высота, м); N – радиус кривизны первого вертикала, м; e – эксцентриситет эллипсоида.

Радиус кривизны первого вертикала и квадрата эксцентриситета эллипсоида вычисляются по формулам:

$$N = \frac{a}{\sqrt{1 - e^2 \sin^2 B}}, \quad e^2 = 2\alpha - \alpha^2, \quad (2)$$

где: a – большая полуось эллипсоида, м; α – сжатие эллипсоида.

Пусть “идеализированная” Земля есть внутренность эллипсоида с полуосями a, b, c , а реальная Земля трактуется как область, ограниченная кусочно-непрерывной замкнутой поверхностью S , мало отклоняющейся от этого эллипсоида и содержащей его внутри себя. Принимается, что в некоторой (произвольной) совокупности точек $x^{(i)}, i = 1, 2, \dots, N$ на поверхности S заданы приближенные значения гармонической (во внешности сферы) функции $G(x)$, иначе – заданы величины:

$$f_{i,\delta} = f_i + \delta f_i, \quad f_i = G(x^{(i)}). \quad (3)$$

Здесь $G(x)$ имеет следующее интегральное представление:

$$G(x) = \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \frac{\sigma(\vartheta, \phi) \sin \vartheta d\vartheta d\phi}{R(\xi - x)} + \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \frac{w(\vartheta, \phi) \{r \cos \vartheta - R\} \sin \vartheta d\vartheta d\phi}{R^3(\xi - x)},$$

$$R(\xi - x) = (|\xi|^2 - 2|\xi|r \cos \vartheta' + r^2)^{1/2}, \quad \xi = (R_0 \cos \phi \sin \vartheta, R_0 \sin \phi \sin \vartheta, R_0 \cos \vartheta),$$

$$x = (r \cos \tilde{\phi} \sin \tilde{\vartheta}, r \sin \tilde{\phi} \sin \tilde{\vartheta}, r \cos \tilde{\vartheta}), \quad \cos \vartheta' = \sin \vartheta \sin \tilde{\vartheta} \cos(\phi - \tilde{\phi}) + \cos \vartheta \cos \tilde{\vartheta},$$

В данном случае R_0 – средний радиус шарообразной планеты.

Если же необходим учет эллиптичности на этапе построения аппроксимационных конструкций, то вместо (4) справедливо следующее интегральное представление:

$$G(x) = \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \frac{I(\vartheta, \phi) \sigma(\vartheta, \phi) \sin \vartheta d\vartheta d\phi}{R(\xi - x)} + \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \frac{I(\vartheta, \phi) w(\vartheta, \phi) \left\{ 1 - \left[\frac{x_1 \xi_1}{a^2} + \frac{x_2 \xi_2}{b^2} + \frac{x_3 \xi_3}{c^2} \right] \right\} \sin \vartheta d\vartheta d\phi}{R^3(\xi - x) \sqrt{\frac{\xi_1^2}{a^4} + \frac{\xi_2^2}{b^4} + \frac{\xi_3^2}{c^4}}},$$

$$R(\xi - x) = (|\xi|^2 - 2|\xi|r \cos \vartheta' + r^2)^{1/2}, \quad \xi = (a \cos \tilde{\phi} \sin \tilde{\vartheta}, b \sin \tilde{\phi} \sin \tilde{\vartheta}, c \cos \tilde{\vartheta}),$$

$$x = (r \cos \tilde{\phi} \sin \tilde{\vartheta}, r \sin \tilde{\phi} \sin \tilde{\vartheta}, r \cos \tilde{\vartheta}), \quad \cos \vartheta' = \sin \vartheta \sin \tilde{\vartheta} \cos(\phi - \tilde{\phi}) + \cos \vartheta \cos \tilde{\vartheta},$$

$$I(\vartheta, \phi) = \sin \vartheta \sqrt{a^2 b^2 \cos^2 \vartheta + a^2 c^2 \sin^2 \vartheta \sin^2 \phi + b^2 c^2 \sin^2 \vartheta \cos^2 \phi}.$$

Относительно функций σ и w ставится следующая условно вариационная задача:

$$\Omega(\sigma, w) = \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \left(\frac{\sigma^2(\vartheta, \phi)}{p_1^2} + \frac{w^2(\vartheta, \phi)}{p_2^2} \right) \sin \vartheta d\vartheta d\phi = \min_{\sigma, w},$$

$$f_{i, \delta} = \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \frac{\sigma(\vartheta, \phi) \sin \vartheta d\vartheta d\phi}{R(\xi - x)} + \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \frac{w(\vartheta, \phi) \{r \cos \vartheta - R\} \sin \vartheta d\vartheta d\phi}{R^3(\xi - x)},$$

$$R(\xi - x) = (|\xi|^2 - 2|\xi|r \cos \vartheta' + r^2)^{1/2},$$

$$\xi = (R_0 \cos \phi \sin \vartheta, R_0 \sin \phi \sin \vartheta, R_0 \cos \vartheta),$$

$$x = (r \cos \tilde{\phi} \sin \tilde{\vartheta}, r \sin \tilde{\phi} \sin \tilde{\vartheta}, r \cos \tilde{\vartheta}),$$

$$\cos \vartheta' = \sin \vartheta \sin \tilde{\vartheta} \cos(\phi - \tilde{\phi}) + \cos \vartheta \cos \tilde{\vartheta},$$

$$i = 1, 2, \dots, N,$$

Здесь важно отметить следующий момент. Функции $p_1^2(\vartheta, \phi)$, $p_2^2(\vartheta, \phi)$ характеризуют свойства области задания эквивалентных по внешнему полю носителей масс. В частности, эти функции могут обращаться в нуль на некоторой части поверхности интегрирования. В то же время, выбор указанных функций может представлять собой своеобразный механизм адаптивной регуляризации: элементы матрицы системы линейных алгебраических уравнений (СЛАУ) зависят от этих функций. Таким образом, возникает семейство вариационных задач по определению как неизвестных распределений масс, так и областей задания источников. Подобные постановки отно-

сятся к нелинейным обратным задачам, что существенно осложняет процесс поиска решения. Наша методика построения аналитических моделей физических полей Земли может быть описана следующим образом.

Решение вариационной задачи (6) при известных функциях $p_1^2(\vartheta, \phi)$, $p_2^2(\vartheta, \phi)$ эквивалентно решению системы линейных алгебраических уравнений:

$$A\lambda = f_\delta, \quad f_\delta = f + \delta f, \tag{7}$$

где вектор f_δ имеет компоненты $f_{i, \delta}$ (см. (1)), а матрица $A = A^T \geq 0$ имеет элементы

$$a_{ij} = \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \left[p_1^2 Q_i^{(1)}(\xi) Q_j^{(1)}(\xi) + p_2^2 Q_i^{(2)}(\xi) Q_j^{(2)}(\xi) \right] \times \sin \vartheta d\vartheta d\phi, \quad \xi = (\vartheta, \phi) \tag{8}$$

в случае интегрального представления (4).

Если учитывается эллиптичность носителя эквивалентных по внешнему полю источников, то элементы матрицы системы линейных алгебраических уравнений (СЛАУ) принимают вид:

$$a_{ij} = \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \left[p_1^2 Q_i^{(1)}(\xi) Q_j^{(1)}(\xi) + p_2^2 Q_i^{(2)}(\xi) Q_j^{(2)}(\xi) \right] \times I(\vartheta, \phi) \sin \vartheta d\vartheta d\phi. \tag{9}$$

Для σ и w получаем представление:

$$\sigma(\xi) = p_1^2 \sum_{i=1}^N \lambda_i Q_i^{(1)}(\xi), \quad w(\xi) = p_2^2 \sum_{i=1}^N \lambda_i Q_i^{(2)}(\xi), \tag{10}$$

где положено:

$$Q_i^{(1)}(\xi) = \frac{1}{R(\xi - x^{(i)})},$$

$$Q_i^{(2)}(\xi) = \frac{\left\{ 1 - \left[\frac{x_1^{(i)}\xi_1}{a^2} + \frac{x_2^{(i)}\xi_2}{b^2} + \frac{x_3^{(i)}\xi_3}{c^2} \right] \right\}}{R^3(\xi - x^{(i)})\sqrt{\frac{\xi_1^2}{a^4} + \frac{\xi_2^2}{b^4} + \frac{\xi_3^2}{c^4}}}. \quad (11)$$

Если функции $p_1^2(\vartheta, \varphi)$, $p_2^2(\vartheta, \varphi)$ тождественно на сфере равны 1, то для элементов матрицы СЛАУ получаем следующие выражения:

$$a_{ij} = \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \left[Q_i^{(1)}(\xi) Q_j^{(1)}(\xi) + Q_i^{(2)}(\xi) Q_j^{(2)}(\xi) \right] \times$$

$$\times \sin \vartheta d\vartheta d\varphi =$$

$$= \frac{2\pi}{(h_i h_j)^{1/2} r_i r_j} \left(1 + \frac{0.25}{r_i r_j h_i h_j} \right) F(2 \operatorname{arctg}(\sqrt{h_i h_j}), \quad (12)$$

$$\sqrt{0.5 \times (1 + \cos \alpha_{ij})}) -$$

$$- \frac{\pi(3(h_i h_j)^2 - 4h_i h_j \cos \alpha_{ij} + 1)}{r_i^2 r_j^2 h_i h_j (\sqrt{1 - 2h_i h_j \cos \alpha_{ij}} + (h_i h_j)^2)^{3/2}},$$

где $Q_i^{(1)}(\xi)$ и $Q_i^{(2)}(\xi)$ определяются выражениями:

$$Q_i^{(1)}(\xi) = \frac{1}{R(\xi - x^{(i)})}, \quad Q_i^{(2)}(\xi) = \frac{R - r_i \cos \vartheta_i'}{R^3(\xi - x^{(i)})}. \quad (13)$$

Здесь $h_i = \frac{R_0}{r_i}$, $h_j = \frac{R_0}{r_j}$, а α_{ij} – это угол между

векторами x_i и x_j . Выражения (12) были получены в предположении, что вектор x_i параллелен оси Oz , в то время как вектор x_j лежит в плоскости zOx (в случае сферы мы всегда можем выбрать такую систему координат, в отличия от эллипсоида). Тогда радиус-векторы i -ой и j -ой точек будут иметь координаты $x_i = (r_i, 0, 0)$ и $x_j = (r_j \sin \alpha_{ij}, 0, r_j \cos \alpha_{ij})$.

Функция $F(\varphi, k)$ в (12) представляет собой эллиптический интеграл первого рода. Формула (12), как было показано в работе [Страхов, Степанова, 2002], была получена с помощью теоремы сложения для полиномов Лежандра, или, в более общем случае, для полиномов Гегенбауэра, частным случаем которых являются полиномы Лежандра.

Для полиномов Лежандра справедлива формула:

$$\frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^\pi P_l(\cos \theta_1 \cos \theta_2 - \sin \theta_1 \sin \theta_2 \cos \varphi_2) d\varphi_2 = \quad (14)$$

$$= P_l(\cos \theta_1) P_l(\cos \theta_2).$$

Замечание. Формулу (14) можно вывести из теоремы сложения для полиномов Гегенбауэра:

$$\int_0^\pi C_l^p(\cos \vartheta \cos \varphi + \sin \vartheta \sin \varphi \cos \psi) \times$$

$$\times C_k^{p-1/2}(\cos \psi) \sin^{2p-1} \psi d\psi =$$

$$= \frac{2^{2k+2p-1} [\Gamma(p+k)]^2 (l-k)! \Gamma(2p+k-1)}{k! \Gamma(2p-1) \Gamma(l+k+2p)} \times$$

$$\times C_{l-k}^{p+k}(\cos \varphi) \sin^k \varphi C_{l-k}^{p+k}(\cos \vartheta) \sin^k \vartheta.$$

При $k = 0$ имеем:

$$\int_0^\pi C_l^p(\cos \vartheta \cos \varphi + \sin \vartheta \sin \varphi \cos \psi) \sin^{2p-1} \psi d\psi =$$

$$= \frac{2^{2p-1} [\Gamma(p)]^2 l!}{\Gamma(l+2p)} C_l^p(\cos \varphi) C_l^p(\cos \vartheta).$$

Полином Лежандра $P_l(\cos \varphi)$ – это $C_l^{1/2}(\cos \varphi)$.

Если записать:

$$\frac{1}{\sqrt{R_0^2 + r_i^2 - 2R_0 r_i \cos \vartheta}} = \frac{1}{r_i \sqrt{h_i^2 - 2h_i z + 1}} \equiv \psi(h_i, z), \quad (15)$$

$$z = \cos \vartheta,$$

тогда функция $r_i \psi(h_i, z)$ будет производящей функцией для полиномов Лежандра:

$$\psi(h_i, z) = \frac{1}{r_i} \sum_{m=0}^{\infty} h_i^m P_m(z). \quad (16)$$

При интегрировании по сферической поверхности мы получим:

$$\int_0^\pi \int_0^{2\pi} \frac{\sum_{k=0}^{\infty} h_i^k P_k(\cos \vartheta) \sum_{l=0}^{\infty} h_j^l P_l(\cos \vartheta_j)}{r_i r_j} d\varphi d\vartheta =$$

$$= \frac{\sum_{m=0}^{\infty} \frac{4\pi}{2m+1} (h_i h_j)^m P_m(\cos \alpha_{ij})}{r_i r_j} \equiv \eta(h), \quad h \equiv h_i h_j.$$

Здесь $\vartheta_j = \sin \vartheta \sin \alpha_{ij} \cos \varphi + \cos \vartheta \cos \alpha_{ij}$. Для $\eta(h)$ в работе [Stepanova, 2009] было выведено дифференциальное уравнение:

$$\eta'(h)h + \frac{1}{2}\eta(h) = \frac{2\pi}{r_i r_j \sqrt{h^2 + 1 - 2hz}}, \quad z = \cos \alpha_{ij}. \quad (17)$$

Интегрируя (17) при начальном условии $\eta(0) = 2\pi/r_i r_j$, находим:

$$\eta(h) = \frac{2\pi F(2 \operatorname{arctg} \sqrt{h}, k)}{r_i r_j \sqrt{h}}, \quad k^2 = \frac{1+z}{2}.$$

Если вместо сферы поверхностью интегрирования является эллипсоид с полуосями a, b, c (т.е. верно интегральное представление (5) и рассматривается соответствующая вариационная поста-

новка), то следует перейти в пространство других декартовых координат.

А именно, положим:

$$x' = \frac{x}{a}, \quad y' = \frac{y}{b}, \quad z' = \frac{z}{c}. \quad (18)$$

Эллипсоид с указанными полуосями переходит при такой замене координат в сферу единичного радиуса, а точки наблюдения – в точки штрихованного пространства по формулам (17), внешние по отношению к единичной сфере.

Необходимо отметить, что, безусловно, преобразование (19) не является ортогональным и, по этой причине, расстояния между точками не сохраняются. Если решить вариационную задачу для “штрихованной” единичной сферы, а затем перейти в “нормальное” декартово пространство, то элементы матрицы (12) трансформируются:

$$\begin{aligned} \tilde{a}_{ij} &= \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \left[\tilde{Q}_i^{(1)}(\xi) \tilde{Q}_j^{(1)}(\xi) + \tilde{Q}_i^{(2)}(\xi) \tilde{Q}_j^{(2)}(\xi) \right] \times \\ &\quad \times \sin \vartheta d\vartheta d\phi = \\ &= \frac{2\pi}{(\tilde{h}_i \tilde{h}_j)^{1/2} r_i' r_j'} \left(1 + \frac{0.25}{r_i' r_j' \tilde{h}_i \tilde{h}_j} \right) F(2 \operatorname{arctg}(\sqrt{\tilde{h}_i \tilde{h}_j}), \quad (19) \\ &\quad \sqrt{0.5 \times (1 + \cos \tilde{\alpha}_{ij})}) \\ &\quad - \frac{\pi(3(\tilde{h}_i \tilde{h}_j)^2 - 4\tilde{h}_i \tilde{h}_j \cos \tilde{\alpha}_{ij} + 1)}{r_i'^2 r_j'^2 \tilde{h}_i \tilde{h}_j (\sqrt{1 - 2\tilde{h}_i \tilde{h}_j \cos \tilde{\alpha}_{ij}} + (\tilde{h}_i \tilde{h}_j)^2)^3}. \end{aligned}$$

Здесь $\tilde{h}_i = \frac{1}{r_i'}$, $\tilde{h}_j = \frac{1}{r_j'}$, $r_i' = \sqrt{x_{1,i}'^2 + x_{2,i}'^2 + x_{3,i}'^2}$, $r_j' = \sqrt{x_{1,j}'^2 + x_{2,j}'^2 + x_{3,j}'^2}$, а $\tilde{\alpha}_{ij}$ это угол между векторами x_i' и x_j' .

Таким образом, для успешного построения линейных трансформант гравитационного или магнитного поля в региональном варианте необходимо, в первую очередь, сделать выбор в пользу первого или второго подхода при учете эллиптичности. Если достаточно принять во внимание сферичность Земли, то вариационная постановка обратной задачи геофизики ставится для интегральных представлений сигналов по формулам (3)–(4). При задании координат точек наблюдения необходимо руководствоваться формулами (1)–(2).

В том случае, когда необходимо локализовать (хотя бы в первом приближении) носитель масс, имеет смысл перейти к интегральным представлениям (5)–(6).

Возможен также комбинированный подход: сначала строится более простая (сферическая) аналитическая модель поля, а затем она уточняется в соответствии с изложенным ниже алгоритмом.

Только после того, как построена приемлемая аналитическая аппроксимация исходного элемента гравитационного или магнитного поля, можно переходить к вычислению линейных трансформант поля, в частности, нахождению аналитического продолжения вниз, в сторону источников.

Если резюмировать вышесказанное, то можно предложить следующий алгоритм решения обратной задачи по построению аналитического продолжения вниз гравитационного и магнитного полей:

1. По заданному набору точек наблюдения и заданным начальным приближениям к неизвестным весовым функциям $p_r, r = 1, 2$, строится модифицированная S -аппроксимация в региональном варианте.

2. Далее осуществляется аналитическое продолжение аппроксимированного поля вниз и вычисляется значение показателя качества решения, который представляет собой отношение евклидовой нормы разности между теоретическими значениями поля и полученными в результате аппроксимации к норме самого поля.

3. Неизвестные весовые функции меняются по заранее определенному закону, процесс повторяется.

Необходимо отметить, что закон изменения весовых функций может быть определен только эмпирически, ввиду сложности поиска решений нелинейных обратных задач геофизики и того факта, что существует несчетное множество распределений эквивалентных по внешнему полю распределений масс.

Был выбран следующий эмпирический закон изменения весовых функций:

$$p_1^2(r) = (\sqrt{r})^m, \quad p_2^2(r) = (\sqrt{r})^n. \quad (20)$$

Здесь $r = \sqrt{(\xi - x_0)^2 + (\eta - y_0)^2 + (\zeta - z_0)^2}$, $P = (\xi, \eta, \zeta)$ – текущая точка на поверхности, по которой производится интегрирование; $M = (x_0, y_0, z_0)$ – координата центра масс рассматриваемого набора данных. Показатели степени m и n предполагаются равными целым положительным числам. Весовые функции могут быть заменены масштабирующими множителями в выражениях для элементов матрицы СЛАУ. Таким образом, мы получаем некоторую деформацию исходной матрицы. Физический смысл такая деформация исходной системы линейных алгебраических уравнений имеет в том случае, когда при интегрировании по формулам (2) или (4) весовые функции мало меняются на поверхности носителя масс, и мы можем вынести за знак поверхностного интеграла

некоторое среднее значение весовой функции на поверхности носителя (сферы или эллипсоида).

При нахождении S -аппроксимаций, иначе говоря – функций $\sigma(\xi)$ и $w(\xi)$, основная вычислительная проблема состоит в нахождении устойчивого приближенного решения (согласованного с имеющейся априорной информацией о векторах f и δf) системы линейных алгебраических уравнений (7)–(8). В том случае, когда определение формы носителя масс не является целью исследований (т.е. важно найти какое-то эквивалентное по внешнему полю распределение гравитационных или магнитных масс, но дополнительных требований к “качеству” решения обратной задачи не предъявляется), можно считать, что справедливы интегральные представления (3)–(4), а элементы матрицы выражаются через специальные функции по формулам (12).

Сложнее обстоит дело, если форма носителя имеет большое значение для дальнейших процедур в ходе процесса интерпретации данных, т.е. тогда, когда рассматриваются интегральные представления (5)–(6) и соответствующие им вариационные постановки. В отличие от указанного выше случая S -аппроксимаций в региональном варианте без учета эллиптичности Земли, мы не можем выписать аналитические представления искомым элементов матрицы. Для обеспечения высокой точности расчетов была использована кубатурная формула Гаусса [Крылов, Шульгина, 1972]:

$$\int_a^b dx \int_c^d dy \int_e^f g(x, y, z) dz \approx \sum_{i=1}^m \sum_{j=1}^l \sum_{k=1}^n A_i B_j C_k g(x^{(i)}, y^{(j)}, z^{(k)}), \quad (21)$$

где A_j , B_j и C_k – коэффициенты квадратурных формул по каждому из направлений x , y , z соответственно (в нашем случае – по $t = \sin \tilde{\vartheta}$ и $\tilde{\varphi}$). Время расчета элементов матрицы для системы из 5000 уравнений (матрица этой системы состоит из 25000000 элементов) составляет около 2 ч на Pentium 2.4 ГГц.

Для решения систем (7)–(8) были использованы два метода, предложенные авторами в работах [Stepanova et al., 2020; 2015; Pan et al., 2020; Гудкова и др., 2020]. Мы будем обозначать эти два метода решения систем линейных алгебраических уравнений как БМХР (блочный метод регуляризации Холецкого) и УБМ (усовершенствованный блочный метод). В этих двух методах нахождения устойчивых приближенных решений СЛАУ реализуется механизм адаптивной регуляризации. Сначала решается система уравнений, матрица которой строится по всему набору данных, а затем некоторые блоки матрицы “выключаются” из

вычислительного процесса, если соответствующие компоненты вектора решения не оказывают значимого влияния на результат в целом. Многочисленные математические эксперименты на модельных и практических примерах позволяют нам сделать вывод о том, что при интерпретации гравиметрических и магнитометрических данных, в основном, приходится решать СЛАУ, имеющие матрицы с диагональным преобладанием. Во всяком случае, блоки матрицы, в которых “зашигта” информация о взаимодействии далеко друг от друга расположенных носителей масс, отличаются существенно меньшим, по сравнению с диагональными, рангом. Таким образом, задавать один и тот же параметр регуляризации для диагональных и внедиагональных блоков нецелесообразно: решение СЛАУ не будет устойчивым к погрешностям в правой части СЛАУ. В БМХР для каждого из блоков матрицы СЛАУ выполняется регуляризация разложения Холецкого, а в УБМ применяются как итерационные алгоритмы для поиска решения, так и прямые (основанные на регуляризации LU -разложения несимметричной матрицы). Блок в СЛАУ может быть и один. Все зависит от качества наборов входных данных, характера рельефа, разрешения и т.п. Автоматически пока определять количество блоков и вектор параметров регуляризации для разных блоков не удастся: степень неоднозначности решения обратных задач геофизики очень высока. Мы строим, фактически, метрологические аппроксимации гравитационного и магнитного полей, поскольку нет никакой количественной информации об источниках поля.

АПРОБАЦИЯ АЛГОРИТМОВ И ПРОГРАММ ПОСТРОЕНИЯ S -АППРОКСИМАЦИЙ В РЕГИОНАЛЬНОМ ВАРИАНТЕ С УЧЕТОМ ЭЛЛИПТИЧНОСТИ

Были разработаны программы для построения модифицированных S -аппроксимаций элементов гравитационного и магнитного полей с помощью решения системы (7)–(8). Функция $\frac{\partial V}{\partial r}$ не является гармонической вне эллипсоида, поэтому формулы (4)–(5) необходимо записать для потенциала гравитационного поля (либо магнитного потенциала, см. [Ягола и др., 2014]), а затем продифференцировать правую и левую часть интегрального представления $V(r)$ по r . Для элементов матрицы (12) вместо $Q_1^{(i)}, Q_2^{(i)}$ будут фигурировать также производные соответствующих функций по радиусу. Дифференцирование по параметру под знаком интеграла возможно, поскольку интеграл сходится в некоторой внешней по отношению к эллипсоиду области равномер-

Таблица 1. S-аппроксимация гравитационного поля в модельных примерах № 1–6 с помощью суммы простого и двойного слоев (сферический и эллиптический варианты)

№ п/п	№ модельного примера	Кол-во точек (n)	a, b, c или R ₀ , км	Метод решения СЛАУ	σ _{min} , мГал	σ _{max} , мГал	σ ₀ , мГал	Δ/t
1	1	2000	6365, 6370, 6370	БМХР	0.00015	0.00020	0.00019	1.1e–8 04:02
2	2	5000	6365, 6370, 6370	БМХР	0.00027	0.00032	0.00031	1.3e–8 16:03
3	1	2000	6370	УБМ	0.0001	0.00015	0.00011	1.4e–9 03:06
4	3	10000	6360, 6365, 6365	УБМ	0.0001	0.00015	0.00012	1.2e–9 38:15
5	2	5000	6370	УБМ	0.001	0.00015	0.00011	1.8e–9 18:07
6	4	20000	6365, 6370, 6370	УБМ	0.001	0.00015	0.00014	1.5e–9 1:20:14
7	5	900	6365, 6375, 6375	УБМ	0.0005	0.0006	0.0005	1.3e–9 00:01
8	6	4900	6365, 6368, 6368	УБМ	0.0003	0.0004	0.00035	1.6e–8 00:31

Примечание: $\sigma_0 = \frac{\|Ax - f_\delta\|_E}{\sqrt{N}}$ – среднеквадратическое отклонение; $\sigma_{max} = \sqrt{\frac{\delta_{max}^2}{N}}$, $\sigma_{min} = \sqrt{\frac{\delta_{min}^2}{N}}$; $\Delta = \frac{\|Ax - f_\delta\|_E}{\|f_\delta\|_E}$ – показатель качества решения; α, β – параметры регуляризации в методе УБМ; t – время решения СЛАУ в часах и минутах; n – количество пробных решений; a, b, c – полуоси эллипсоида, на котором распределены простой и двойной слою; R_0 – радиус сферы в региональном варианте без учета эллиптичности.

но (расстояние от этой области до границы эллипсоида должно строго положительной величиной $\delta > 0$). Созданные программы были протестированы на некоторых модельных примерах.

Внутри земного шара рассматривалась группа точечных источников (порядка 200–300), создаваемое ими гравитационное поле вычислялось на некотором участке поверхности Земли (протяженностью 1000–1500 км, т.е. рассматривался региональный вариант). Поле такой группы источников (мы располагали источники внутри прямоугольных призм, как это было описано в нашей предыдущей работе [Страхов, Степанова, 2002], аппроксимировалось суммой простого и двойного слоев, распределенных либо на некоторой сфере, либо на поверхности эллипсоида, охватываемого земным шаром (радиус Земли полагался равным 6378 км, полуоси эллипсоида – 6360–6370 км, вы-

сотные отметки рельефа не превышали 1–3 км над Землей). В настоящее время вычислительные мощности значительно возросли по сравнению с 2002 г. Поэтому в модельных примерах число точек наблюдений полагалось равным 2000, 5000, 10000, 20000, 900 и 4900. Соответствующие модельные примеры мы обозначили как № 1–6. Для примеров № 1–2 были построены аппроксимации без учета эллиптичности (строки 3 и 5 табл. 1) и с учетом эллиптичности (строки 1 и 2 табл. 1).

Уровень искусственно вносимой (с помощью генератора случайных чисел) помехи в примерах №№ 1–6 составил: от $c^2 = 10^{-5}$ до $c^2 = 10^{-9}$. Результаты решения СЛАУ приведены в табл. 1 для одного из значений помехи из указанного диапазона.

Из табл. 1 следует, что на модельных примерах нам удалось достичь высокой точности решения

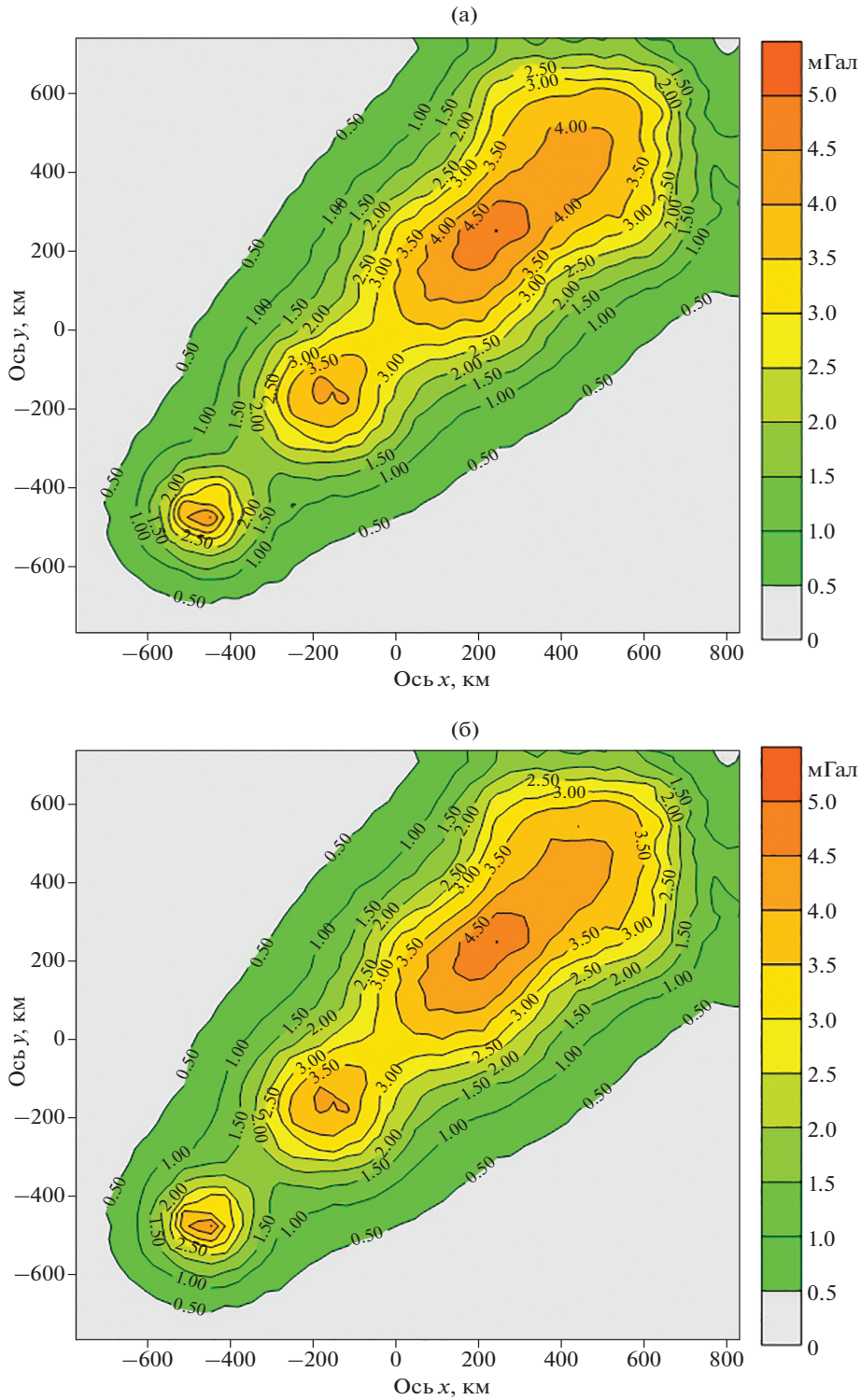


Рис. 1. Карты изолиний гравитационного поля модельного примера № 3 ($n = 10000$). Исходное поле на высоте 4 км (а) и то же поле, полученное в результате S -аппроксимации (б).

(показатель качества решения достигает значений порядка 1.2×10^{-9}), абсолютная погрешность в мГал составляет 0.00001, на практике такой величины, конечно, добиваться не нужно, но для

проверки эффективности метода S -аппроксимаций расчеты для малых значений σ проводились.

Для проверки эффективности предлагаемой методики учета эллиптичности Земли был прове-

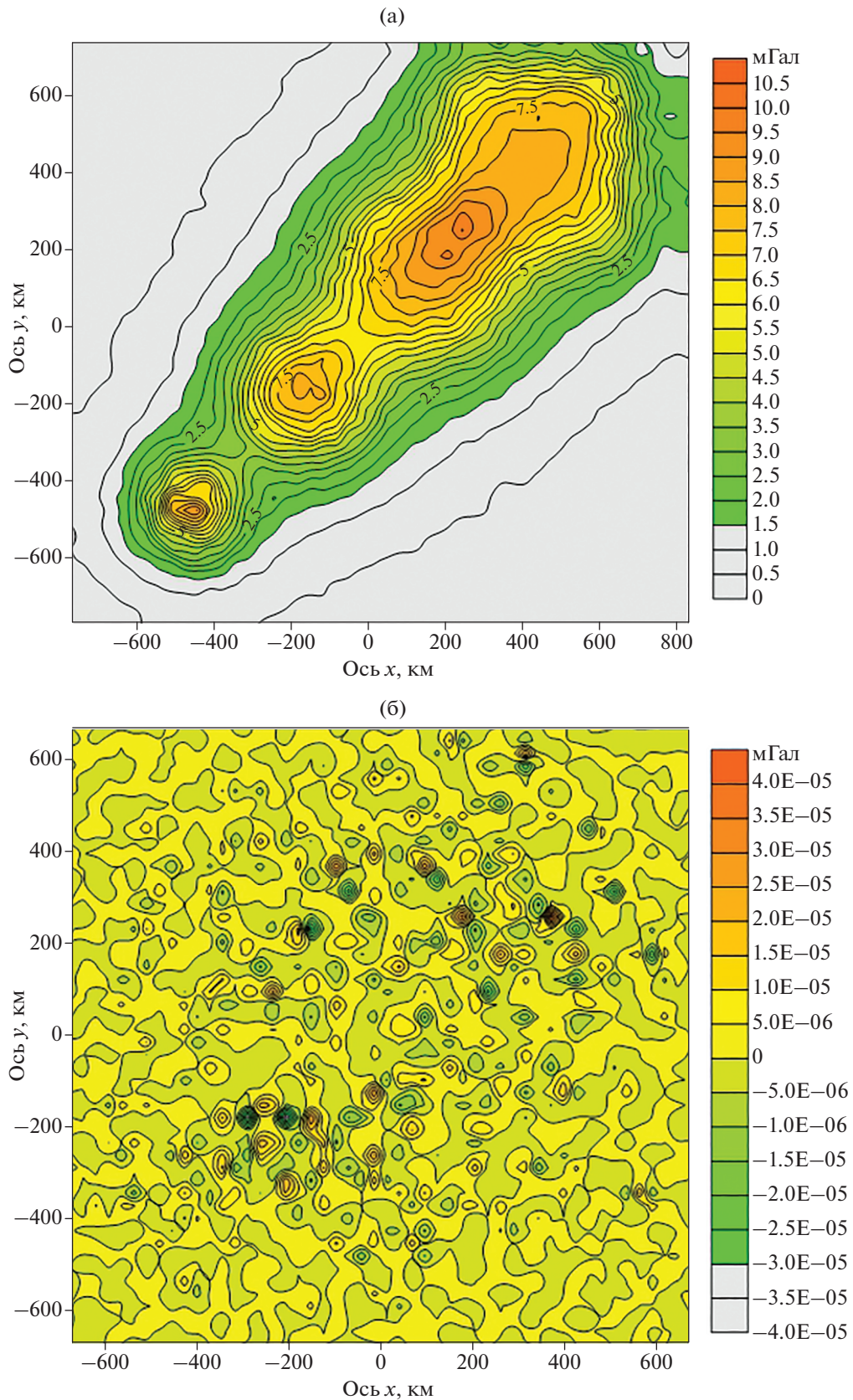


Рис. 2. Карты изолиний гравитационного поля модельного примера № 6 ($n = 4900$). Карта изолиний гравитационного поля, полученного в результате S -аппроксимаций (а), и карта изолиний S -разности между значениями продолженного на поверхность геоида гравитационного поля, полученного в результате S -аппроксимаций, и теоретическими значениями (б).

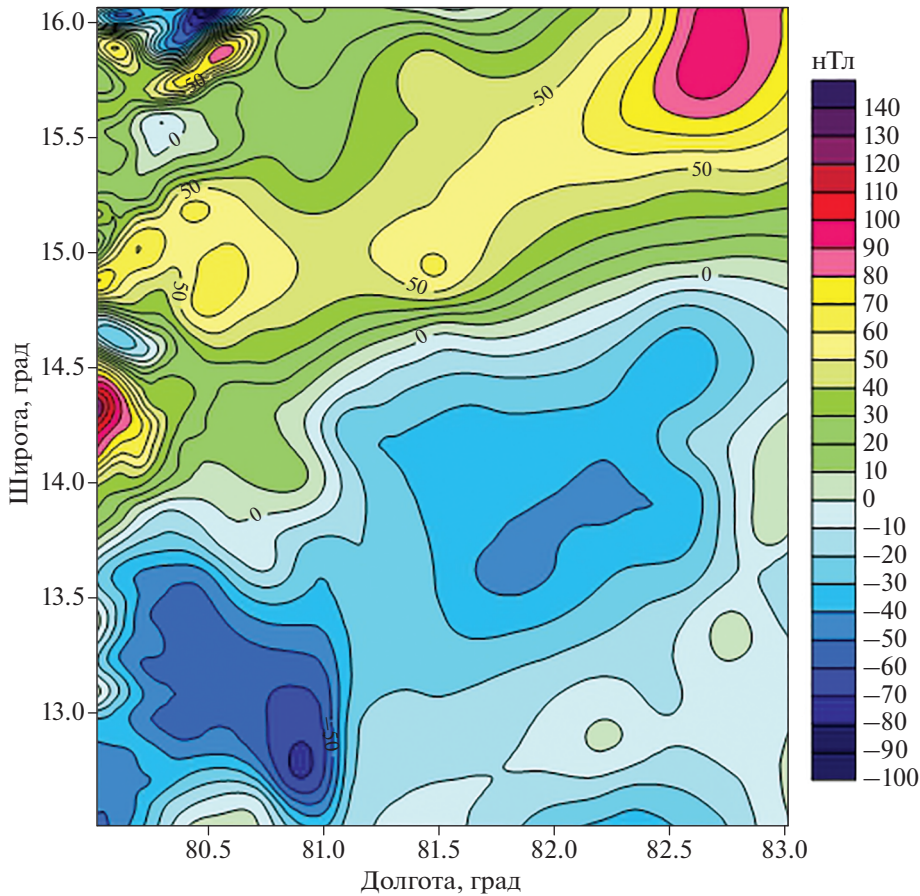


Рис. 3. Карта изолиний магнитного поля в районе Бенгальского залива.

ден следующий математический эксперимент. В примерах № 1 и 2 поле источников аппроксимировалось не только суммой простого и двойного слоев, распределенных на эллипсоиде с полуосями $a = 6365$, $b = 6370$, $c = 6370$ км, но также и суммой простого и двойного слоев, распределенных на плоскости $z = 6300$ км. Расчеты проводились с помощью программы БМХР, реализующей блочный метод регуляризации разложения Холецкого. Результаты расчетов совпадают по точности, но в случае S -аппроксимации на плоскости решение получалось за вдвое большее время, нежели указанное в 1 и 4 строках табл. 1.

Весовые функции рассматривались трех типов:

I. $p_1^2(r) = (\sqrt{r})^m$, $p_2^2(r) = (\sqrt{r})^n$, $m = 1$, $n = 1$.

II. $p_1^2(r) = (\sqrt{r})^m$, $p_2^2(r) = (\sqrt{r})^n$, $m = 1$, $n = 2$.

III. $p_1^2(r) = (\sqrt{r})^m$, $p_2^2(r) = (\sqrt{r})^n$, $m = 2$, $n = 2$.

Наилучший результат был достигнут для второго типа, и в табл. 1 приводятся показатели качества решения именно для этого случая.

После того, как была построена аналитическая аппроксимация модельного гравитационного по-

ля с тремя типами весовых функций, было выполнено аналитическое продолжение гравитационного поля вниз, на поверхность сферы или эллипсоида. На рис. 1а приводится карта изолиний гравитационного поля, создаваемого группой прямоугольных параллелепипедов на высоте 4 км, модельный пример № 3, $N = 10000$. На рис. 1б приводится карта изолиний поля, построенного в результате S -аппроксимации при выборе весовых функций (21) II-го типа.

На рис. 2а показано поле, продолженное на уровень геоида в модельном примере № 6. Число точек в наборе полагалось равным 4900. Расчеты для элементов матрицы системы выполнялись по формулам (20): мы “переходили” в дополнительное координатное пространство для учета эллиптичности Земли.

Карта разности между полученными в результате аналитического продолжения и теоретическими значениями поля приведена на рис. 2б.

Предлагаемая методика построения аналитических моделей физических полей Земли была апробирована также на реальных данных о магнитном поле в районе Бенгальского залива, полу-

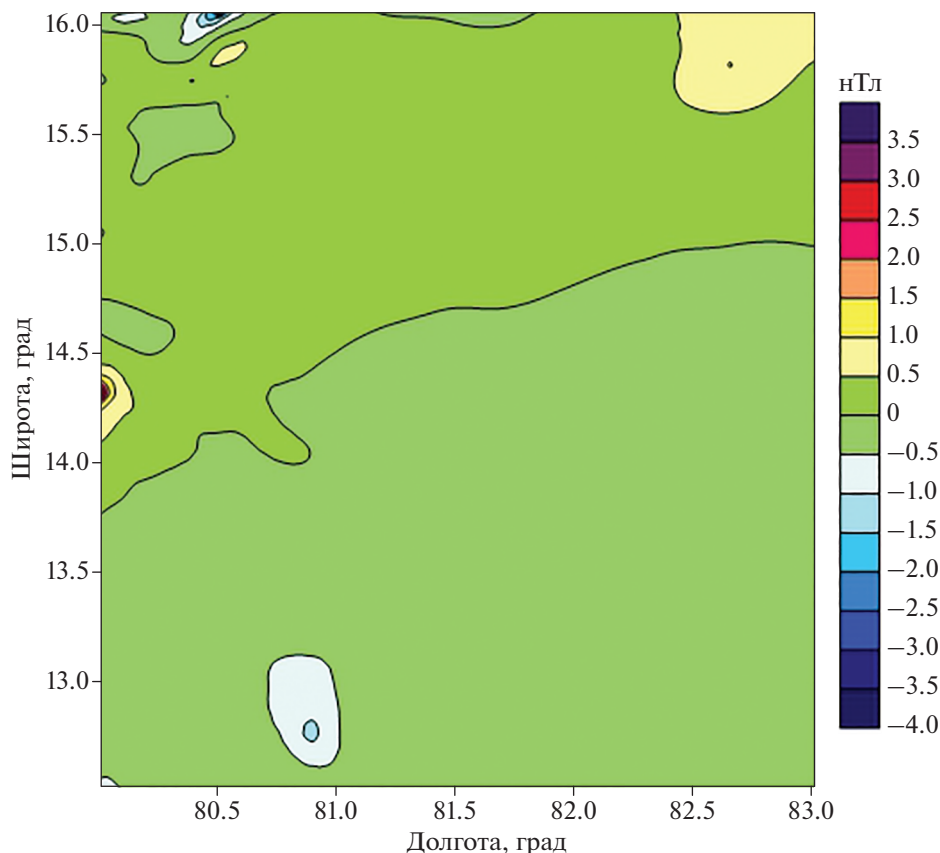


Рис. 4. Карта разности значений магнитного поля в районе Бенгальского залива и поля, построенного с помощью модифицированных S -аппроксимаций. Весовые функции I типа.

ченных с помощью современной глобальной модели EMAG2v3 [Meurer et al., 2017]. Модель EMAG3v3 получена объединением низкочастотных спутниковых данных, в основном представленных сферической моделью MF7, вычисленной по измерениям спутниковой миссии CHAMP в период с 2007 по 2010 гг., с большим объемом инстру-

ментальных морских и аэромагнитных съемок. Пространственное разрешение модели составляет $2'$, и мы выбирали именно такое значение шага дискретизации.

Для расчетов был взят участок магнитного поля модели EMAG2v3 в районе Бенгальского залива, с аномалиями вычисленными на высоте 4 км над

Таблица 2. Модифицированная S -аппроксимация магнитного поля в районе Бенгальского залива с помощью суммы простого и двойного слоев (эллиптический вариант)

№ п/п	Кол-во точек (n)	a, b, c , км	Метод решения СЛАУ	σ_{\min} , нТл	σ_{\max} , нТл	σ_0 , нТл	Δ/t
1	11 316	6340, 6340, 6370	УБМ	0.027	0.032	0.0279	0.0004 48:15
2	11 316	6365, 6365, 6370	УБМ	0.0243	0.0272	0.0261	0.0002 42:10

Примечание: $\sigma_0 = \frac{\|Ax - f_\delta\|_E}{\sqrt{N}}$ – среднеквадратическое отклонение; $\sigma_{\max} = \sqrt{\frac{\delta_{\max}^2}{N}}$, $\sigma_{\min} = \sqrt{\frac{\delta_{\min}^2}{N}}$; $\Delta = \frac{\|Ax - f_\delta\|_E}{\|f_\delta\|_E}$ – показатель качества решения; α, β – параметры регуляризации в методе УБМ; t – время решения СЛАУ в часах и минутах; n – количество пробных решений; a, b, c – полуоси эллипсоида, на котором распределены простой и двойной слой.

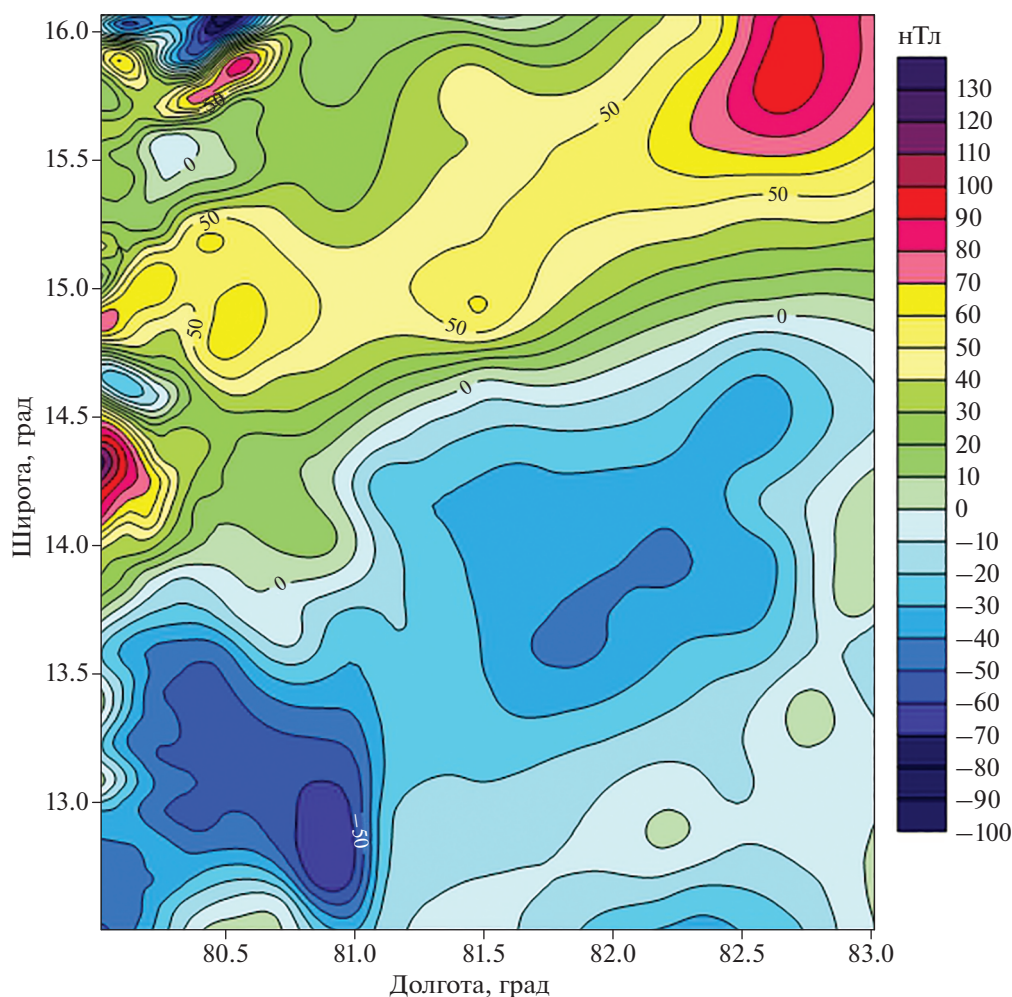


Рис. 5. Карта изолиний магнитного поля в районе Бенгальского залива, продолженного на высоту 10 км с помощью S -аппроксимаций. Весовые функции II типа.

уровнем геоида. Размер участка составил $3^\circ \times 2^\circ$, а значения аномалий поля на участке находится в диапазоне от -133 до 142 нТ. Общее количество данных в узлах регулярной сети составило 11316.

С помощью алгоритма, описанного в предыдущем разделе, была построена модифицированная S -аппроксимация магнитного поля на высоте 4 км над уровнем моря. При этом Земля рассматривалась как эллипсоид вращения с параметрами, указанными в табл. 2. Был применен “редуцированный” подход учета эллиптичности: три типа весовых функций (21) рассматривались для деформации элементов матрицы системы (7)–(8). Координаты точек наблюдения при этом рассчитывались по формулам (1)–(2). Аппроксимированное магнитное поле было продолжено как вниз, на поверхность геоида, так и вверх, на 10 км от уровня моря (т.е. на 6 км от первоначального уровня задания элементов магнитного поля). В настоящей статье исследуется z -компонента

магнитного поля (ось z направлена по нормали к эллипсоиду). На рис. 3 показана карта изолиний исходного поля на высоте 4 км.

На рис. 4–рис. 6 приводятся результаты аналитического продолжения магнитного поля вверх и вниз. Можно видеть, что предложенная в статье методика не приводит к слишком резкому росту или, наоборот, убыванию значений элемента аномального магнитного поля при изменении высоты точек наблюдения: поле не “распадается”. На картах разностного поля приводятся разности значений между исходным полем и полем, вычисленным с помощью модифицированных S -аппроксимаций на поверхности геоида. В дальнейшем предполагается усовершенствовать предложенную в настоящей работе методику с тем, чтобы можно было находить устойчивое аналитическое продолжение поля как вверх, так и вниз по данным глобальной модели, рассчитанным на уровне геоида и на высоте 4 км. Необходимо отметить,

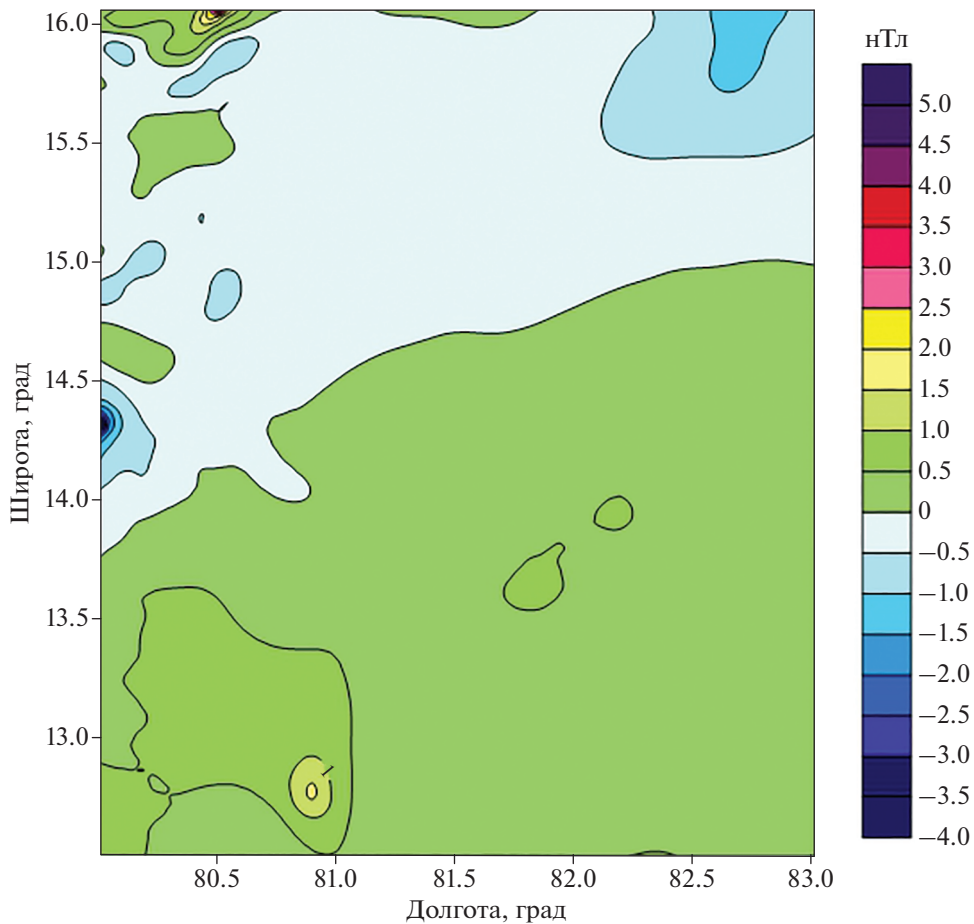


Рис. 6. Карта изолиний разности значений магнитного поля в районе Бенгальского залива, продолженного на высоту 10 км с помощью S -аппроксимаций, и исходных значений поля на высоте 4 км. Весовые функции II типа.

что продолжение поля вниз, в сторону источников, является весьма неустойчивым, соответствующая задача всегда считалась некорректной, и пока нельзя привести примеры совпадения значений магнитного поля на поверхности планет Солнечной системы, измеренных с помощью космических аппаратов, с таковыми, вычисленными согласно существующим моделям. Регуляризирующие алгоритмы нельзя сравнивать по точности полученных приближенных решений обратных задач — заранее невозможно, к сожалению, определить, будет ли тот или иной регуляризирующий оператор приводить к успеху при несущественных изменениях в постановке задачи интерпретации. Некоторые обратные задачи являются нерегуляризуемыми.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложенный в работе трехступенчатый алгоритм построения аналитических аппроксимаций гравитационного и магнитного полей Зем-

ли в региональном варианте модифицированных S -аппроксимаций с учетом эллиптичности позволяет с точностью порядка 5 процентов находить аналитические продолжения полей как вниз, в сторону источников, так и вверх.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках госзадания ИФЗ им. О.Ю. Шмидта РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Гудкова Т.В., Степанова И.Э., Батов А.В.* Модельные оценки плотностных неоднородностей в приповерхностных слоях Марса в зоне установки сейсмометра миссии InSight // *Астрон. Вестник*. 2020. Т. 54. № 1. С. 18–23.
- Долгаль А.С., Симапов А.А., Хохлова В.В.* Решение геокартировочных и прогнозно-поисковых геологических задач методом гравиразведки с учетом сферичности Земли // *Георесурсы*. 2015. Т. 2. № 4(63). С. 56–61.

- Долгаль А.С., Бычков С.Г.* Оценка различий аномалий силы тяжести для плоской и сферической моделей земли. Международная конференция “Девятое научные чтения Ю.П., Булашевича”. Глубинное строение, геодинамика, тепловое поле Земли, интерпретация геофизических полей. Екатеринбург. 2017. С. 169–173.
- Крылов В.И., Шульгина Л.Т.* Справочная книга по численному интегрированию. М.: Наука. 1966. 372 с.
- Мартышко П.С., Ладовский И.В., Бызов Д.Д.* об устойчивых методах интерпретации данных гравиметрии // Докл. РАН. 2016. Т. 471. № 6. С. 725–728.
- Мартышко П.С., Мартышко М.П.* Уравнения трехмерных обратных задач магниторазведки и алгоритм их решения в класс звездных тел // Уральский геофизический вестник. 2015. № 2(26). С. 50–53.
- Михайлов В.О., Тимошкина Е.П., Киселева Е.А., Хайретдинов С.А., Дмитриев П.Н., Карташов И.М., Смирнов В.Б.* Проблемы совместной интерпретации временных вариаций гравитационного поля с данными о смещениях земной поверхности и дна океана на примере землетрясения Тохоку-Оки (11 марта 2011 г.) // Физика Земли. 2019. № 5. С. 56–60.
- Павленкова Н.И., Егорова Т.П., Старостенко В.И., Козленко В.Г.* Трехмерная плотностная модель литосферы Европы // Физика Земли. 1991. № 4. С. 3–23.
- Раевский Д.Н., Степанова И.Э.* О решении обратных задач гравиметрии с помощью модифицированного метода *S*-аппроксимаций // Физика Земли. 2015а. № 2. С. 44–54.
- Раевский Д.Н., Степанова И.Э.* Модифицированный метод *S*-аппроксимаций. Региональный вариант // Физика Земли. 2015б. № 2. С. 55–66.
- Степанова И.Э., Керимов И.А., Раевский Д.Н., Щепетиллов А.В.* Интерпретация больших объемов данных при решении задач геофизики и геоморфологии с помощью модифицированного метода *S*-аппроксимаций // Физика Земли. 2017. № 1. С. 123–137.
- Степанова И.Э., Керимов И.А., Ягола А.Г.* Аппроксимационный подход в различных модификациях метода линейных интегральных представлений // Физика Земли. 2019. № 2. С. 31–47.
- Степанова И.Э., Щепетиллов А.В., Погорелов В.В., Михайлов П.С.* Структурно-параметрический подход при построении цифровых моделей рельефа и гравитационного поля Земли с использованием аналитических *S*-аппроксимаций // Геофизические процессы и биосфера. 2020. Т. 19. № 2. С. 107–116.
- Страхов В.Н.* Геофизика и математика. М.: ОИФЗ РАН. 1999. 64 с.
- Страхов В.Н., Степанова И.Э.* Метод *S*-аппроксимаций и его использование при решении задач гравиметрии (региональный вариант) // Физика Земли. 2002. № 7. С. 3–12.
- Шимбирев Б.П.* Теория фигуры Земли. М.: Недра. 1975. 432 с.
- Ягола А.Г., Степанова И.Э., Ван Янфей, Титаренко В.Н.* Обратные задачи и методы их решения. Приложения к геофизике. М.: Бином. 2014. 214 с.
- Acuna M., Connerney J., Ness N., Lin R., Mitchell D., Carlson C., McFadden J., Anderson K., Reme H., Mazelle C., Vignes D., Wasilewski P., Cloutier P.* Global distribution of crustal magnetism discovered by the Mars Global Surveyor/MAG/ERExperiment // Science. 1999. V. 284. P. 790–793.
- Arkani-Hamed J.* An improved 50-degree spherical harmonic model of the magnetic field of Mars derived from both high-altitude and low-altitude data // J. Geophysical Research (Planets). 2002. V. 107. P. 5083. <https://doi.org/10.1029/2001JE001835>
- Gudkova T., Stepanova I., Batov A., Shchepetilov A.* Modified method *S*- and *R*-approximations in solving the problems of Mars’s morphology // Inverse Problems in Science and Engineering. 2021. V. 29. P. 790–804. <https://doi.org/10.1080/17415977.2020.1813125>
- Gudkova T., Stepanova I., Batov A.* Density anomalies in subsurface layers of mars: model estimates for the Site of the InSight Mission Seismometer // Solar System Research. 2020. V. 54. P. 15–19. <https://doi.org/10.1134/S0038094620010037>
- Pan L., Quantin C., Tauzin B., Michaut C., Golombek M., Lognonné P., Grindrod P., Langlais B., Gudkova T., Stepanova I., Rodriguez S., Lucas A.* Crust heterogeneities and structure at the dichotomy boundary in western Elysium Planitia and Implications for InSight lander // Icarus. 2020. V.338. 113511. <https://doi.org/10.1016/j.icarus.2019.113511>
- Meyer B, Saltus R., Chulliat A.* EMAG2v3: Earth Magnetic Anomaly Grid (2-arc-minute resolution). Version 3. NOAA National Centers for Environmental Information. 2017. <https://doi.org/10.7289/V5H70CVX>
- Portniaguine O., Zhdanov M.* Focusing geophysical inversion images // Geophysics. 1999. V. 64. P. 874–887.
- Portniaguine O., Zhdanov M.* 3-D magnetic inversion with data compression and image focusing // Geophysics. 2002. V. 67. P. 1532–1541.
- Salnikov A., Stepanova I., Gudkova T., Batov A.* Analytical modeling of the magnetic field of Mars from satellite data using modified *S*-approximations // Doklady Earth Sciences 2021. V. 499. P. 575–579.
- Salnikov A.M., Batov A.V., Gudkova T.V., Stepanova I.E.* Analysis of the magnetic field data of Mars. The Eleventh Moscow Solar System Symposium (11M-S3), Moscow, Russia, October 5-9, 2020. <https://doi.org/0.21046/11MS3-2020>
- Schattner U., Segev A., Mikhailov V. et al.* Magnetic Signature of the Kinneret–Kinarot Tectonic Basin Along the Dead Sea Transform, Northern Israel // Pure Appl. Geophys. 2019. V. 176. P. 4383–4399.
- Stepanova I.* On the *S*-approximation of the Earth’s gravity field // Inverse Problems in Science and Engineering. 2008. V. 16. P. 535–544.
- Stepanova I., Kerimov I., Raevskiy D., Shchepetilov A.* Improving the methods for processing large data in geophysics and geomorphology based on the modified *S*- and *F*-approximations // Izvestiya. Physics of the Solid Earth. 2020. V. 54(3). P. 364–378.
- Stepanova I., Raevsky D.* On the solution of inverse problems of gravimetry // Izvestiya. Physics of the Solid Earth. 2015. V. 51. P. 207–218.

Stepanova I.E. On the S -approximation of the Earth's gravity field: Regional version // *Inverse Problems in Sci. and Eng.* 2009. V. 17. V. 8. P. 1095–1111.

Stepanova I.E., Raevskiy D.N., Shchepetilov A.V. Separation of potential fields generated by different sources // *Izvestiya. Physics of the Solid Earth.* 2020. V. 56. № 3. P. 379–391.

Uieda L., Valéria C.F. Barbosa, Braitenberg C. Tesseroids. Forward-modeling gravitational fields in spherical coordinates // *Geophysics.* V. 81. № 5 (September–October 2015). P. F41–F48.

<https://doi.org/10.1190/geo2015-0204.1>

Wang Y., Lukyanenko D., Yagola A. Magnetic parameters inversion method with full tensor gradient data // *Inverse Problems & Imaging.* 2019. V. 13. P. 745–754.

Wang Y., Kolotov I., Lukyanenko D., Yagola A. Reconstruction of magnetic susceptibility using full magnetic gradient data // *Computational Mathematics and Mathematical Physics.* 2020. V. 60. P.1000–1007.

Wang Y., Leonov A., Lukyanenko D., Yagola A. General Tikhonov regularization with applications in geoscience // *CSIAM Transaction on Applied Mathematics.* 2020. V. 1. P. 53–85.

Analytical Models of the Physical Fields of the Earth in the Regional Version with Ellipticity

I. E. Stepanova^{a, *}, A. V. Shchepetilov^b, and P. S. Mikhailov^a

^a*Schmidt Institute of Physics of the Earth, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

^b*Faculty of Physics, Moscow State University, Moscow, Russia*

**e-mail: tet@ifz.ru*

The regional version of the method of linear integral representations is used to interpret the data on the anomalous physical fields of the Earth. The reconstruction of the elements of the field is reduced to the solution of the ill-conditioned systems of linear algebraic equations with an approximate right-hand side. The results of the mathematical experiment on finding the analytical continuation of the Earth's gravity and magnetic fields are presented.

Keywords: gravity field, magnetic field, transformation of potential fields, approximation

О НЕОБХОДИМОСТИ ВЫСОКОТОЧНОГО МОНИТОРИНГА ГЕОМАГНИТНОГО ПОЛЯ ПРИ НАКЛОННО-НАПРАВЛЕННОМ БУРЕНИИ В РОССИЙСКОЙ АРКТИКЕ

© 2022 г. А. А. Соловьев^{1, 2, *}, Р. В. Сидоров^{1, **}, А. А. Ощенко¹, А. Н. Зайцев^{1, 3}

¹Геофизический центр РАН, г. Москва, Россия

²Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН, г. Москва, Россия

³Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН,
г. Москва, Россия

*E-mail: a.soloviev@gcras.ru

**E-mail: r.sidorov@gcras.ru

Поступила в редакцию 08.02.2021 г.

После доработки 03.08.2021 г.

Принята к публикации 03.08.2021 г.

Показания скважинных магнитометров, используемых в технологии наклонно-направленного бурения, подвержены искажениям из-за влияния геомагнитных бурь и суббурь. Наиболее сильно эти искажения проявляются в авроральных широтах. Настоящее исследование посвящено изучению влияния спорадических изменений магнитного поля во время геомагнитных бурь на ключевые параметры траектории бурения скважины при навигации по магнитному полю Земли. Исследуются закономерности отклонений параметров профиля скважины во время геомагнитных возмущений различной интенсивности в диапазоне от средних до высоких широт, в том числе для виртуальных месторождений, расположенных внутри и за пределами аврорального овала. На высоких географических широтах влияние на геометрические параметры ствола скважины становится критическим и приводит к их недопустимому отклонению. Таким образом, учет быстрых вариаций магнитного поля в реальном времени при помощи высокоточной магнитометрической аппаратуры является неотъемлемым элементом высокотехнологичной добычи углеводородного сырья в Арктике. Это придает исключительную актуальность задачам развертывания и поддержки стационарных геомагнитных обсерваторий в высокоширотных областях, а также развития интеллектуальных методов обработки геомагнитных измерений.

Ключевые слова: геомагнитное сопровождение бурения, наклонно-направленное бурение, магнитные обсерватории, ИНТЕРМАГНЕТ, Арктическая зона РФ, вариации магнитного поля, моделирование траектории бурения.

DOI: 10.31857/S0002333722020120

ВВЕДЕНИЕ

Знания о структуре, распределении и пространственно-временной изменчивости магнитного поля Земли не только дают фундаментальные представления о глубинном строении планеты и ее эволюции, но также служат важным источником информации в целом ряде прикладных задач. Так, данные о магнитном поле Земли нашли широкое применение в задачах навигации [Shockley, Raquet, 2014; Ogórek et al., 2015; Pasku et al., 2017]. Основной принцип действия навигационных систем, основанных на информации о магнитном поле, связан с фундаментальным свойством главного магнитного поля Земли (МПЗ), позволяющим определять ориентацию объекта в пространстве и направление на север-

ный магнитный полюс (СМП) Земли в любой заданной точке. Поскольку изменения главного МПЗ (вековые вариации, изменение магнитного момента земного диполя) характеризуются временными масштабами от десятков до тысяч лет, в навигационных задачах его можно считать практически неизменным во времени. Это делает информацию о магнитном поле ценным элементом навигации.

Навигация по магнитному полю широко используется в процессе т.н. наклонно-направленного бурения скважин при освоении месторождений полезных ископаемых [Гвишиани, Лукьянова, 2015]. Эта технология подразумевает бурение протяженных скважин, практически горизонтально входящих в нефтяную залежь, длина ство-

ла которых может составлять от 4–5 до более десятка километров [Short, 1993]. Данный процесс считается высокотехнологичным во многом из-за сложного пространственного профиля ствола при многоствольном и кустовом бурении. На Аляске, где эта технология была впервые применена компанией Шлюмберже, расстояние между плотно сгруппированными протяженными скважинами выдерживается в пределах сотни метров [Poedjono et al., 2013]. Это требует высокой точности позиционирования и навигации буровой колонны, которую способна обеспечить геомагнитная привязка. При этом толща земли никоим образом не препятствует такой навигации в отличие от использования глобальных навигационных спутниковых систем (ГНСС). Очевидно, эта технология широко востребована при добыче нефти и газа на шельфе, в том числе Арктическом, когда многоствольное бурение реализовано с суши, вдали от залежей ископаемого сырья. Например, в процессе нефтегазодобычи на шельфе Охотского моря, при прокладке рекордных по протяженности субгоризонтальных скважин, попадание в заданную точку под землей обеспечивается с погрешностью ± 3 м на расстоянии 15000 м от устья [Богоявленский, 2020].

Технология коррекции стволов нефтяных скважин по геомагнитным данным берет свое начало от подхода к коррекции космических платформ, разработанного в 60-х гг. прошлого столетия [Meurers, 1990]. Данные магнитометра, установленного в немагнитной части бурового снаряда, сравниваются с данными модели главного МПЗ, а в некоторых случаях – с данными магнитометра на поверхности [Buchanan et al., 2013; Гвишиани, Лукьянова, 2015; 2018]. Эта технология оказалась эффективнее, чем традиционная, основанная на коррекции траектории скважины с помощью гироскопического оборудования, которое требует остановки процесса бурения и извлечения бурового снаряда из скважины [Buchanan et al., 2013; Onovughe, Otobong, 2016].

Однако в силу того, что магнитное поле Земли бывает подвержено внешним воздействиям, вызванным вспышками на Солнце, коронарными выбросами масс и последующими геомагнитными бурями и суббурями, в эти периоды геомагнитная навигация становится затруднительной. Причем чем выше широта, тем эти воздействия становятся еще более интенсивными в силу дипольной конфигурации магнитосферы Земли. Во-первых, сами поля возмущения в приполярных областях сильнее, чем на низких широтах. Во-вторых, более слабая горизонтальная напряженность главного поля в высоких широтах приводит к тому, что горизонтальное возмущение постоянной силы имеет здесь более сильное влияние наклонение, чем на низких широтах.

На рис. 1 приведены среднечасовые данные вариаций магнитного склонения, полученные на высокоширотных геомагнитных обсерваториях сети ИНТЕРМАГНЕТ [St-Louis, 2012] Хорнзунд (IAGA-код HRN, архипелаг Шпицберген, Норвегия) и Соданкюля (SOD, Финляндия) во время сильной магнитной бури 29–30 октября 2003 г. [Гвишиани, Лукьянова, 2018]. На кривую, полученную за указанный период, наложены вариации склонения, полученные за магнитоспокойный период. Из рисунка видно, что размах вариаций при повышенной магнитной активности может достигать 10° , тогда как допустимые отклонения азимута ствола скважины при наклонно-направленном бурении не должны превышать $1-2^\circ$ [Гвишиани, Лукьянова, 2018]. Для учета столь сильных и продолжительных по времени вариаций требуется постоянный высокоточный мониторинг магнитного поля в месте бурения для обеспечения эталонных текущих значений и постоянной коррекции показаний магнитометра, установленного на буровой колонне.

Высокоточный мониторинг осуществляется геомагнитными обсерваториями стандарта ИНТЕРМАГНЕТ, магнитометры которых определяют изменения магнитного поля с точностью, значительно превышающей точность скважинных инклинометров. При геомагнитном сопровождении бурения обсерватория должна находиться в непосредственной близости от месторождения, однако на практике это далеко не так. Так, на сегодняшний день наблюдения обсерваторского класса, т.е. наблюдения полных значений трех компонент магнитного поля, в заполярном регионе нашей страны осуществляются на обсерваториях “Белое море” (IAGA-код WSE, республика Карелия) недалеко от западной границы РФ и “Мыс Шмидта” (IAGA-код CPS, Чукотский АО) на дальнем востоке. В последнее десятилетие коллективными усилиями научных организаций России был достигнут существенный прогресс в развитии пунктов геомагнитного мониторинга в высокоширотных регионах. В частности, активно ведется развитие обсерваторий “Остров Самойловский” (Республика Саха) и “Сабетта” на полуострове Ямал силами Геофизического центра РАН, Института нефтегазовой геологии и геофизики им. А.А. Трофимука Сибирского отделения РАН и компанией “Шлюмберже” [Гвишиани и др., 2018]. Тем не менее, степень покрытия Арктики магнитными обсерваториями, удовлетворяющими современным требованиям к регистрации и передаче данных, все еще оставляет желать лучшего. Основные сложности развития высокоточных пунктов наблюдений в Арктике связаны, прежде всего, с труднодоступностью региона, отсутствием требуемой инфраструктуры и необходимостью в постоянном персонале.

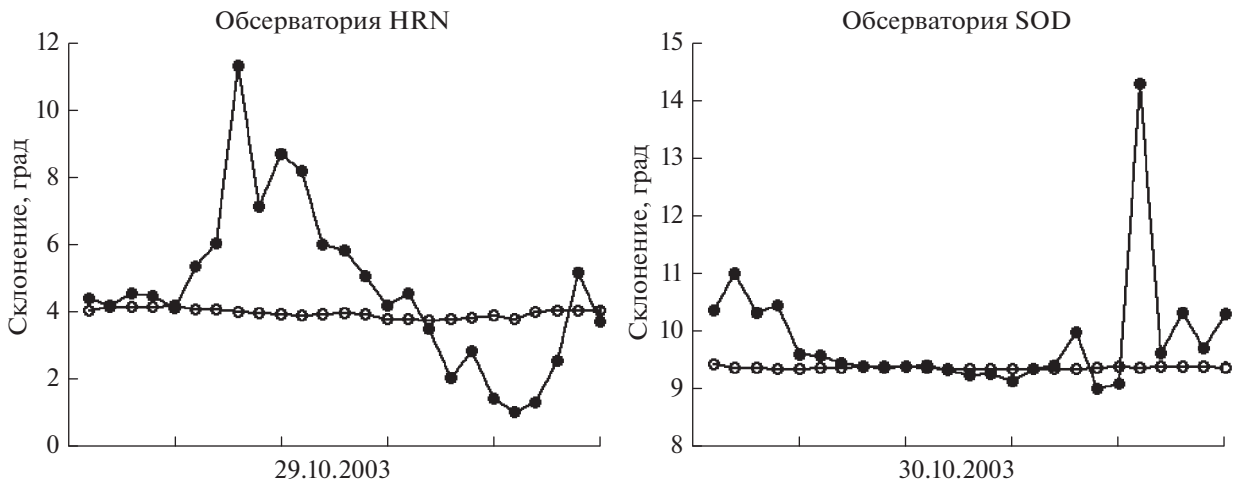


Рис. 1. Вариации магнитного склонения, зарегистрированные на обсерваториях Хорнзунд (HRN, Шпицберген, Норвегия) и Соданкюля (SOD, Финляндия). Черные точки соответствуют данным за период геомагнитной бури 29–30 октября 2003 г., белые – спокойному периоду.

Кроме того, вдоль всего северного морского пути РФ функционирует целый ряд магнитовариационных станций Росгидромет, обеспечивающих измерение относительных вариаций магнитного поля. Также в Ямало-Ненецком АО функционирует кластер из четырех магнитных станций, работа которых обеспечивается усилиями Института земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН. Однако для качественного геомагнитного сопровождения наклонно-направленного бурения таких данных недостаточно.

В настоящей работе нами выполнены численные эксперименты, позволяющие оценить влияние геомагнитных возмущений на ключевые параметры траекторий бурения скважин при навигации по геомагнитному полю. В качестве исходных данных были использованы реальные наблюдения магнитного поля за периоды нескольких магнитных бурь (2016–2018 гг.), полученные на обсерваториях и станциях в диапазоне от средних до высоких широт, включая таковые внутри и за пределами аврорального овала. Данное исследование развивает предыдущие результаты по этой тематике, изложенные в работах [Гвишиани, Лукьянова, 2015; 2018]. Также в статье продемонстрированы некоторые возможности аппаратно-программного комплекса (АПК) МАГНУС (Мониторинг и анализ геомагнитных аномалий в унифицированной среде) [Gvishiani et al., 2016], способствующие коррекции показаний скважинного магнитометра во время магнитных бурь.

МЕТОДИКА РАСЧЕТА ФАКТИЧЕСКОГО ПРОФИЛЯ СТВОЛА СКВАЖИНЫ

Основная задача при проведении наклонно-направленного бурения состоит в необходимой корректировке направления буровой колонны. Это осуществляется с помощью мониторинга фактической траектории скважины и ее отклонения от запланированной. Представление о фактическом профиле скважины получается из непрерывных, производимых в процессе бурения измерений угловых компонент магнитного поля скважинным магнитометром, установленным на конце буровой колонны. По измеренным значениям однозначно определяются истинный географический азимут ϕ и величина отклонения оси скважины от вертикали (зенитный угол α). Помимо углов, с помощью скважинных приборов каждые несколько десятков метров вдоль ствола регистрируются вертикальная глубина и общая длина скважины от устья до точки измерения L .

В качестве системы координат будем использовать прямоугольную систему координат x, y, z , где ось x направлена по географический север, y – на восток, ось z – вертикально вниз. Таким образом, с помощью датчиков телеметрии на буровой колонне мы будем исследовать изменение координат в данной прямоугольной системе, связанной с устьем скважины.

Проведем численный эксперимент, позволяющий нам понять, как будет отклоняться фактическая траектория бурения от проектной при навигации по магнитному полю во время сильных магнитных возмущений. Для этого представим себе, что бурение происходит в непосредственной близости от выбранной обсерватории, и скважинный инклинометр дублирует observa-

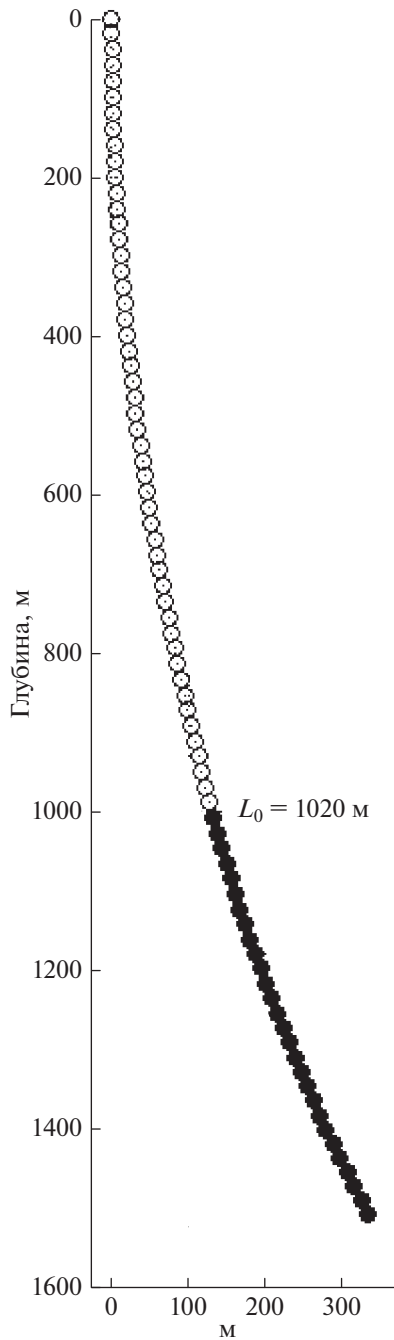


Рис. 2. Профиль модельной скважины в вертикальном разрезе. Черными кружками помечены контрольные точки, в которых производилась оценка параметров траектории бурения.

торские показания склонения. Примем следующие условия, приближенные к реальной практике бурения горизонтальных скважин [Кульчицкий и др., 2008]:

1) проектный азимут $\phi_{\text{П}}$ прокладываемой скважины принимается равным нормальному значению магнитного склонения D_{H} согласно модели

IGRF [Thébault et al., 2015] для выбранной локации и эпохи;

2) фактический азимут скважины ϕ , непрерывно фиксируемый телеметрической системой, совпадает со среднечасовым склонением D , которое регистрируется на обсерватории в рассматриваемый период;

3) все измерения проводятся на участке скважины начиная с ее длины $L_0 = 1020$ м;

4) интервал между точками замеров составляет 20 м, которые буровая колонна проходит за 1 час;

5) зенитный угол α меняется равномерно между точками замера с шагом 0.5° от начального значения $\alpha_0 = 15.0^\circ$ на глубине $z_0 = 1008$ м.

Рассчитаем начальные координаты x_0 и y_0 при условии, что устье скважины находится в координатах $x = 0, y = 0, z = 0$. Изначально зенитный угол α положим равным нулю, затем каждые 20 м будем его увеличивать на 0.3° до требуемых 15.0° . Как раз с такими параметрами мы получим требуемые $L_0 = 1020$ м, $\alpha_0 = 15.0^\circ$ и $z_0 = 1008$ м для начала эксперимента. Профиль такой скважины в вертикальном разрезе показан на рис. 2. Именно J-образная скважина, представленная на рисунке, наиболее часто используется при горизонтальном кустовом бурении на шельфе. При таком типе скважин зенитный угол ствола постоянно растет, пока не достигнута проектная глубина или продуктивный пласт [Булатов и др., 2003].

Измерения производятся в ограниченном наборе точек, поэтому существуют различные способы получения координат траектории бурения между этими точками. Однако для скважины с пространственным искривлением, вне зависимости от частоты снятия замера, предпочтительнее применять при расчетах метод минимальной кривизны, как наиболее приближенно описывающий траекторию ствола скважины. Он является более точным по сравнению с методами, в которых траектория скважины рассматривается как совокупность отрезков прямых линий [Кондров, Шевелев, 2017]. Согласно этому методу [Близнюков и др., 2014; Построение..., 2010], приращения координат на отрезке ΔL в соседних предыдущей и последующей точках замера $i, i + 1$ вдоль длины ствола рассчитываются следующим образом:

$$\Delta y = T(\sin \alpha_i \sin \varphi_i + \sin \alpha_{i+1} \sin \varphi_{i+1}),$$

$$\Delta x = T(\sin \alpha_i \cos \varphi_i + \sin \alpha_{i+1} \cos \varphi_{i+1}),$$

$$\Delta z = T(\cos \alpha_i + \cos \alpha_{i+1}),$$

$$\text{где: } T = \frac{\Delta L \operatorname{tg} \frac{F}{2}}{F}$$

и

$$F = \arccos(\sin \alpha_i \sin \varphi_i \sin \alpha_{i+1} \sin \varphi_{i+1} + \sin \alpha_i \cos \varphi_i \sin \alpha_{i+1} \cos \varphi_{i+1} + \cos \alpha_i \cos \alpha_{i+1}).$$

В указанных формулах значения α и φ указываются в градусах, значение F – в радианах.

По приращениям координат далее рассчитываются текущие координаты y , x , z и геометрические параметры скважины: горизонтальное смещение A и азимут смещения Ψ для i -й точки скважины от ее устья:

$$y_{i+1} = y_i + \Delta y, \quad x_{i+1} = x_i + \Delta x, \quad z_{i+1} = z_i + \Delta z,$$

$$A_i = \sqrt{x_i^2 + y_i^2}, \quad \Psi_i = \arctg \frac{y_i}{x_i}.$$

Угол пространственного искривления ствола скважины $\Delta\gamma$ на интервале $(i, i + 1)$ и интенсивность искривления ствола скважины J на интервале между точками измерений рассчитываются по следующим формулам:

$$\Delta\gamma_i = \arcsin \sqrt{[\sin \alpha_{i+1} \cos \alpha_i \cos(\varphi_{i+1} - \varphi_i) - \sin \alpha_i \cos \alpha_{i+1}]^2 + \sin^2 \alpha_{i+1} \sin^2(\varphi_{i+1} - \varphi_i)},$$

$$J_i = 10 \frac{\Delta\gamma_i}{\Delta L},$$

где J_i – интенсивность искривления на участке ΔL , градус/10 м.

Все указанные величины рассчитывались параллельно для проектного профиля скважины за невозмущенный период ($\varphi_{\Pi} = D_H$), и фактического профиля за период возмущенного поля ($\varphi = D$) для оценки их расхождений. Кроме того, на каждом шаге i оценивалось отклонение фактического положения от проектного:

$$S_i = \sqrt{(y_i - y_{\Pi,i})^2 + (x_i - x_{\Pi,i})^2 + (z_i - z_{\Pi,i})^2}.$$

ИСХОДНЫЕ ДАННЫЕ ГЕОМАГНИТНЫХ НАБЛЮДЕНИЙ

Для оценки отклонения фактической скважины от проектной при бурении во время геомагнитных бурь суммарно были рассмотрены данные четырнадцати геомагнитных обсерваторий и станций на территории РФ (табл. 1). В табл. 1 приведен их перечень с указанием типа каждого пункта наблюдений: “О” соответствует обсерватории, “С” – станции. Для каждой локации указано нормальное (невозмущенное) значение склонения D_H за 2016–2018 гг. Выбранный набор пунктов наблюдений дает возможность исследовать закономерности отклонений параметров скважин в широком пространственном диапазоне от средних до высоких широт (станции и обсерватории в табл. 1 упорядочены по убыванию географической широты). Отдельно необходимо подчеркнуть, что некоторые из рассматриваемых станций расположены в пределах аврорального овала, вблизи его экваториальной и полярной границ, а также северней его полярной границы (рис. 3).

Рассматриваемые среднеширотные обсерватории YAK, MGD, NVS, PET, IRT и КНВ, функционирующие при содействии институтов РАН, входят в международную сеть ИНТЕРМАГНЕТ, обеспечивая тем самым наиболее точные наблю-

дения магнитного поля. В реальной практике бурения только такие данные укладываются в допустимые погрешности и поэтому могут быть использованы в качестве эталонных при навигации по магнитному полю. Также рассматривались данные обсерватории CPS, развиваемой Институтом космофизических исследований и распространения радиоволн ДВО РАН [Khomutov, 2018]. Все указанные обсерватории входят в российский сегмент геомагнитных наблюдений [Гвишиани и др., 2018] и обеспечивают передачу данных в ЦКП “Аналитический центр геомагнитных данных” ГЦ РАН (<http://geomag.gcras.ru>).

Поскольку с ростом широты усиливается влияние приполярных электроджетов на наземные вариации магнитного поля, к рассмотрению были добавлены данные высокоширотных магнитовариационных станций VIZ, KTN, DIK, TIK, RBK и AMD. Работа этих станций поддерживается Арктическим и антарктическим научно-исследовательским институтом Росгидромет, а данные доступны через веб-портал сети SuperMAG (<https://supermag.jhuapl.edu/>). Также рассматривались данные станции KHS, входящей в кластер пунктов наблюдений Института земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН на территории Ямало-Ненецкого АО [Салихов и др., 2010; Зайцев, Лобанов, 2018].

Обсерваторские данные представляют собой временные ряды полных значений трех компонент магнитного поля X (северная компонента), Y (восточная компонента) и Z (вертикальная компонента). В нашей задаче, требующей абсолютные среднечасовые значения магнитного склонения D , расчет производился по формуле:

$$D(t) = \arctg(Y(t)/X(t)),$$

где t – временной отсчет с шагом 1 мин.

Сложнее выглядит ситуация при работе с данными магнитных станций, предоставляющих

Таблица 1. Геомагнитные обсерватории и станции, данные которых использовались в исследовании

№	Код	Тип	Название	Географические координаты, град		Геомагнитные координаты, град		D_H , град
				широта	долгота	широта	долгота	
1	VIZ	С	Визе	79.48	76.98	74.7	156.12	44
2	KTN	С	Котельный	75.94	137.71	70.98	-157.19	-16.2
3	DIK	С	Диксон	73.55	80.57	69.36	156.64	30.8
4	TIK	С	Тикси	71.58	129	66.7	-161.29	-17.1
5	KHS	С	Харасавей	71.16	66.83	63.02	152.27	29
6	PVK	С	Певек	70.1	170.9	65.94	-128.74	-2.15
7	AMD	С	Амдерма	69.5	61.4	65.85	138.2	26.7
8	CPS	О	Мыс Шмидта	68.878	-179.37	64.41	-126.51	2.7
9	YAK	О	Якутск	60.02	129.72	54.88	-157.4	-20.2
10	MGD	О	Магадан	59.97	150.86	54.3	-139.32	-13.45
11	NVS	О	Новосибирск	55.03	82.9	51.26	156.55	8.25
12	PET	О	Паратунка	52.97	158.25	46.73	-132.07	-6.1
13	IRT	О	Иркутск	52.17	104.45	47.79	178.45	-3.55
14	KHB	О	Хабаровск	47.61	134.69	41.44	-151.91	-12.75

лишь вариации компонент поля относительно некоторого “плавающего” базисного уровня. По таким данным возможно восстановление только приближенных полных значений поля, включая магнитное склонение. В нашей задаче оценки относительных отклонений профиля скважины от проектного таких приближенных значений будет достаточно, однако в реальной практике бурения, требующей подлинного знания азимута, их точность неприемлема. Ниже приведем описание процедуры восстановления приближенных значений магнитного склонения по данным вариаций силовых компонент dH (вдоль направления на магнитный север) и dE (вдоль направления на магнитный восток).

За рассматриваемые суточные промежутки времени брались исходные данные dH и dE за вычетом среднесуточного базисного уровня. Согласно последней версии модели IGRF [Thébault et al., 2015] в геодезических координатах (широта, долгота, высота) расположения каждой станции для рассматриваемой эпохи определялись нормальные значения горизонтальной компоненты H_0 и склонения D_0 магнитного поля. Для расчета вариации магнитного склонения $dD(t)$ использовалась следующая формула:

$$dD(t) = \arctg\left(\frac{dE(t)}{H_0 + dH(t)}\right).$$

Полное магнитное склонение рассчитывалось следующим образом:

$$D(t) = D_0 + dD(t).$$

Среднечасовые значения были получены усреднением с коэффициентами фильтра Гаусса, используемого при подготовке данных ИНТЕРМАГНЕТ [Jankowski, Sucksdorff, 1996; St-Louis, 2012]. При усреднении используются значения с 0 по 59 минуте часа, коэффициенты фильтра центрированы на 30 минуте:

$$f(t) = e^{-\frac{\left(\frac{(30-t)}{15.90062182}\right)^2}{2}}.$$

Нормировка коэффициентов фильтра выполняется с учетом процента доступных данных. При потерях, превышающих 10% в течение часа, соответствующее среднечасовое значение принимается отсутствующим.

В качестве периодов возмущенного магнитного поля нами рассматривались четыре магнитные бури, произошедшие на фазе спада активности 24-го солнечного цикла с 2016 по 2018 гг. Информация об указанных бурях приведена в табл. 2. В таблице также указаны соответствующие им максимальные значения двух индексов геомагнитной активности: планетарного индекса Dst , характеризующего интенсивность кольцевого тока, и индекса авроральных электроджетов AE . Подчеркнем, что все рассматриваемые бури являлись умеренными и не носили экстремальный характер.

По исходным данным среднечасовых значений склонения для каждого пункта наблюдений в течение каждой из отмеченных бурь был выделен суточный интервал с максимальной активностью. Выбранные таким образом интервалы указаны в правом столбце табл. 2. В случае высоко-

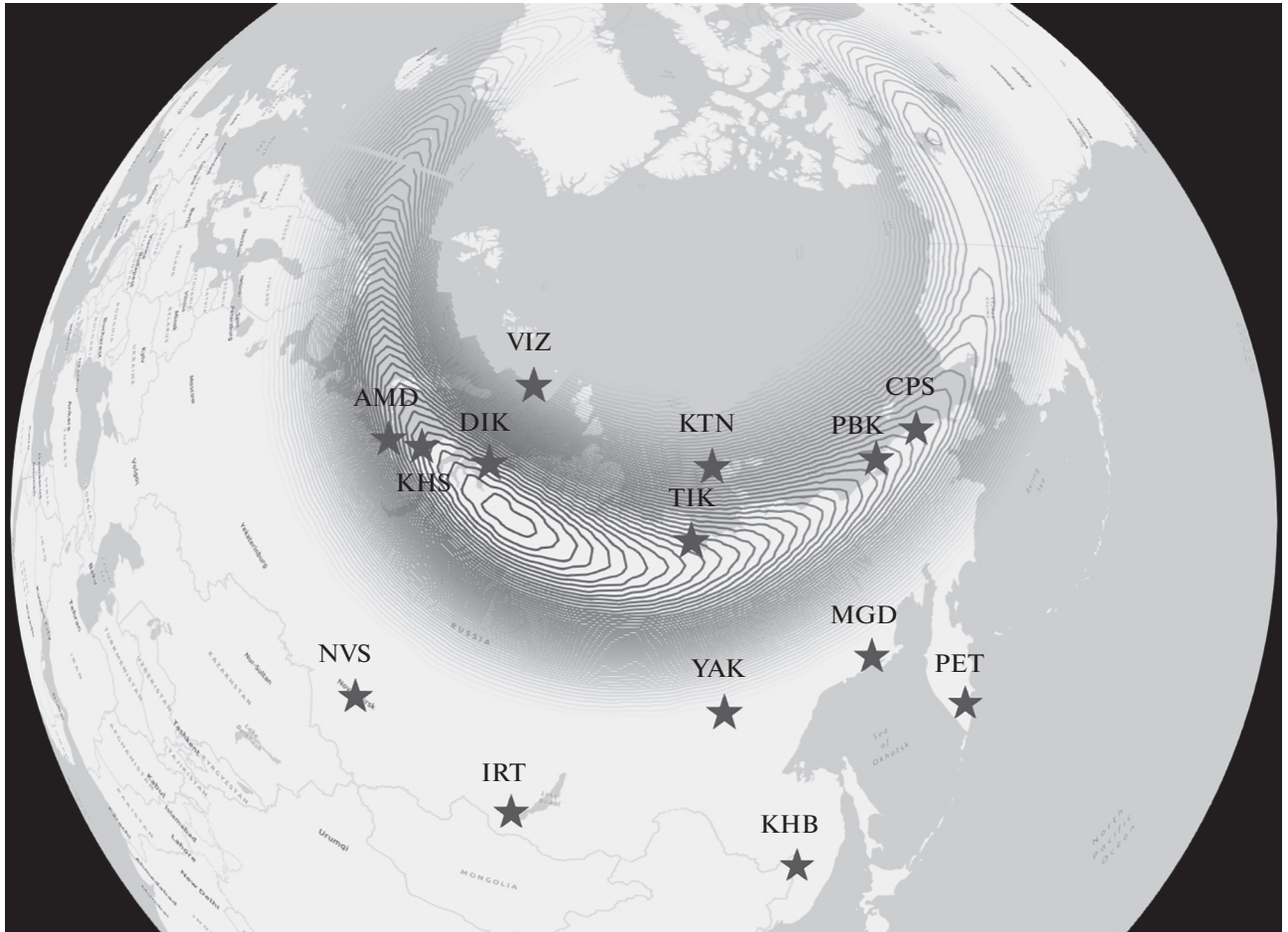


Рис. 3. Карта рассматриваемых обсерваторий и станций, помеченных звездами. Авроральный овал построен согласно эмпирической модели OVATION [Newell et al., 2014], соответствующий веб-сервис доступен по адресу <http://aurora-forecast.ru/> [Vorobev et al., 2020]. Показано положение овала на 24.12.2020 г., 16:00 UT.

широтных станций основная часть возмущений, отобранных для рассмотрения, связана с интенсификацией авроральных электроджетов на фоне суббуревой активности. В случае среднеширотных обсерваторий рассматриваемые возмущения геомагнитного поля в большей степени ассоциированы с основной фазой магнитных бурь.

ОЦЕНКА ОТКЛОНЕНИЙ ПАРАМЕТРОВ СКВАЖИН ВО ВРЕМЯ МАГНИТНЫХ БУРЬ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ШИРОТЫ

На рис. 4 показаны наиболее критичные параметры, характеризующие траекторию бурения наклонно-направленной скважины. В качестве примера представлены результаты, полученные

Таблица 2. Информация о рассматриваемых геомагнитных бурях и выбранные для исследования суточные интервалы

№	Период бури	Dst_{\max} , нТл	AE_{\max} , нТл	Рассматриваемый интервал
1	06–08.03.2016	–98	1428	AMD, CPS, PBK: 06.03.2016 Остальные: 07.03.2016
2	12–14.10.2016	–104	1992	13.10.2016
3	06–11.09.2017	–124	2677	AMD: 07.09.2017 Остальные: 08.09.2017
4	25–28.08.2018	–174	2200	ТИК: 27.08.2018 Остальные: 26.08.2018

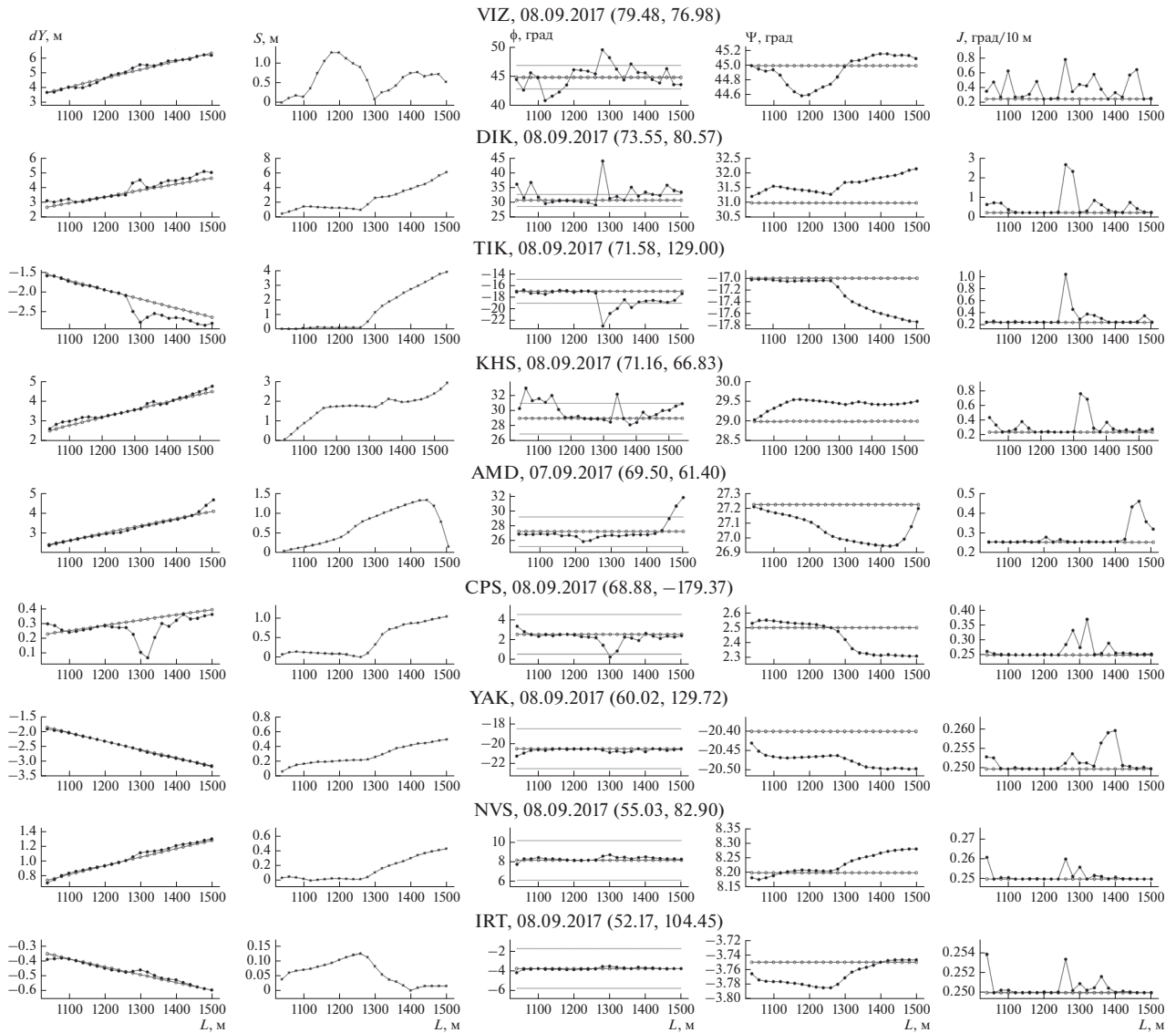


Рис. 4. Траекторные параметры модельной скважины вдоль длины ствола L (горизонтальная ось) при бурении во время магнитной бури 06–11.09.2017 г. (слева направо): приращение координаты y (dy , м), отклонение от проектных координат (S , м), азимут скважины (ϕ , град), азимут смещения (Ψ , град) и интенсивность искривления на 10 м (J , град/10 м). Проектные значения параметров показаны белыми кружками, фактические – черными. На графиках азимута скважины горизонтальными линиями показаны предельно допустимые отклонения. Сверху вниз графики упорядочены по убыванию широты пунктов наблюдений, данные которых использовались для расчета фактических параметров скважины. Географические координаты (широта и долгота) указаны в скобках. Каждый график отражает значения, полученные в течение одних суток, что соответствует примерно 500 м прокладки скважины.

во время магнитной бури 06–11.09.2017 г. (для каждого пункта наблюдений рассмотрен суточный период согласно табл. 2). Подробное описание представлено в подписи к рисунку.

Аналогичные данные были получены для всех рассматриваемых пунктов наблюдений по всем четырем бурям. К сожалению, не для всех четырех бурь имелись полные наборы данных по всем 14 пунктам наблюдений. Сравнение графиков фактических траекторных параметров скважины с проектными параметрами за невозмущенный

период показывает, что с ростом широты по большинству из ключевых параметров увеличивается расхождение планового и фактического профилей. Существенные отклонения траекторных параметров скважины от спокойного уровня с увеличением широты особенно заметны для S , ϕ , Ψ , J и в меньшей степени для dy .

Необходимо подчеркнуть, что такие расхождения были продемонстрированы на примере небольшого 500-метрового отрезка скважины, проложенного всего за 1 сут. Ввиду интенсивной из-

менчивости магнитного поля в высоких широтах как во времени, так и по пространству, подобные отклонения могут наблюдаться неоднократно за все время прокладки скважины. Наиболее критичны такие расхождения для угла азимута скважины (ϕ) и интенсивности искривления ствола на 10 м (J). Так, на высоких широтах (в местах установки станций VIZ, KTN, DIK, TIK, KHS и AMD) фактические азимутальные углы скважины принимают недопустимые значения за периоды всех исследуемых магнитных бурь.

Для получения обобщенной оценки влияния широты на отклонения рассматриваемых параметров скважины по каждому из них для каждого пункта наблюдений и бури были посчитаны следующие статистические показатели: норма L1, норма L2, максимальное отклонение за рассматриваемый период и среднеквадратичное отклонение (СКО). На рис. 5 приведены графики распределения нормы L1 для бури № 1, нормы L2 для бури № 2, максимальных отклонений для бури № 3 и СКО для бури № 4, упорядоченных по убыванию широты. На графиках с максимальными отклонениями (рис. 5в) горизонтальной чертой показаны максимально допустимые отклонения для соответствующих параметров скважины, принятые в практике бурения. Следует отметить, что общий ниспадающий тренд с уменьшением широты наблюдается по каждому из статистических показателей практически для каждого из параметров скважины во время всех четырех бурь.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Гистограммы нормы L1, построенные для бури № 1 (рис. 5а), указывают на достаточно резкое (в некоторых случаях – на порядок) возрастание значений траекторных параметров скважины при движении от низких широт к высоким для таких параметров, как $d\gamma$, S и Ψ , начиная с широты пункта наблюдений KHS. Для тех же параметров, за исключением $d\gamma$, аналогичное резкое возрастание наблюдается на гистограммах нормы L2, демонстрирующих результаты для бури № 2 (рис. 5б). Данную закономерность в широтных распределениях значений можно объяснить существенной разницей в уровне геомагнитной возмущенности в зоне полярных сияний, определяемой в этой зоне главным образом эффектом ионосферных токов, по сравнению с геомагнитной возмущенностью в более низких широтах. На гистограммах для нормы L1 невозможно выделить какие-либо четкие закономерности отдельно для значений в высокоширотном и низкоширотном интервалах. Для нормы L2 наблюдается очень слабо выраженный убывающий тренд с понижением широты для значений, находящихся в диапазоне низких широт, тогда как для высокоширотного сегмента

какой-либо закономерности не прослеживается, как и в аналогичных значениях нормы L1.

В отличие от статистических показателей норм L1 и L2, распределения которых по широте тяготеют к “ступени” при переходе через авроральный овал, обобщенные широтные зависимости максимальных отклонений траекторных параметров скважины от проектных в период бури № 3 (рис. 5в) имеют характер распределений с ярко выраженным пиком, который соответствует широте пункта DIK. Почти для всех из них характерен близкий к экспоненциальному спад, продолжающийся в низкоширотной области и наиболее явно выраженный для параметров S , Ψ и J . На гистограмме для азимута скважины в период бури № 3 видно, что превышение допустимого отклонения в период геомагнитного возмущения начинается уже на широтах выше пункта наблюдений YAK (60° с.ш.). При этом критическое превышение параметра интенсивности искривления ствола на 10 м начинается после 71° с.ш. (обсерватория TIK).

Для СКО рассматриваемых параметров (рис. 5г) также в ряде случаев характерны пиковые значения в высокоширотном интервале. Пиковые значения СКО для обобщенных широтных зависимостей S и Ψ вновь приурочены в основном к широте пункта KHS, а для обобщенной широтной зависимости параметра J – к широте станции TIK. Пиковые значения гистограмм, вероятно, также соответствуют границе аврорального овала на рассматриваемый момент времени. Для параметров $d\gamma$ и ϕ СКО стремительно набирают рост при переходе к высокоширотному сегменту, а в низкоширотном интервале они падают до минимальных величин и в нем остаются практически неизменными.

По результатам анализа всех полученных гистограмм было обнаружено, что общий ниспадающий тренд с уменьшением широты наблюдается по каждому из статистических показателей практически для каждого из параметров скважины во время всех четырех бурь. При этом, при переходе в низкоширотную область по всем статистическим показателям в целом характерна смена тренда на горизонтальный с минимальными значениями отклонений.

Практически во всех случаях, когда на широтных зависимостях виден хорошо выраженный пик, он находится на широтах расположения пунктов наблюдений DIK, TIK или KHS, примерно соответствующих положениям аврорального овала. Однако ввиду некоторой изменчивости положения овала во времени, а также ввиду пространственной и временной изменчивости геомагнитных возмущений, вызываемых приполярными электроджетами, пики широтных зависимостей меняются не только для разных бурь, но

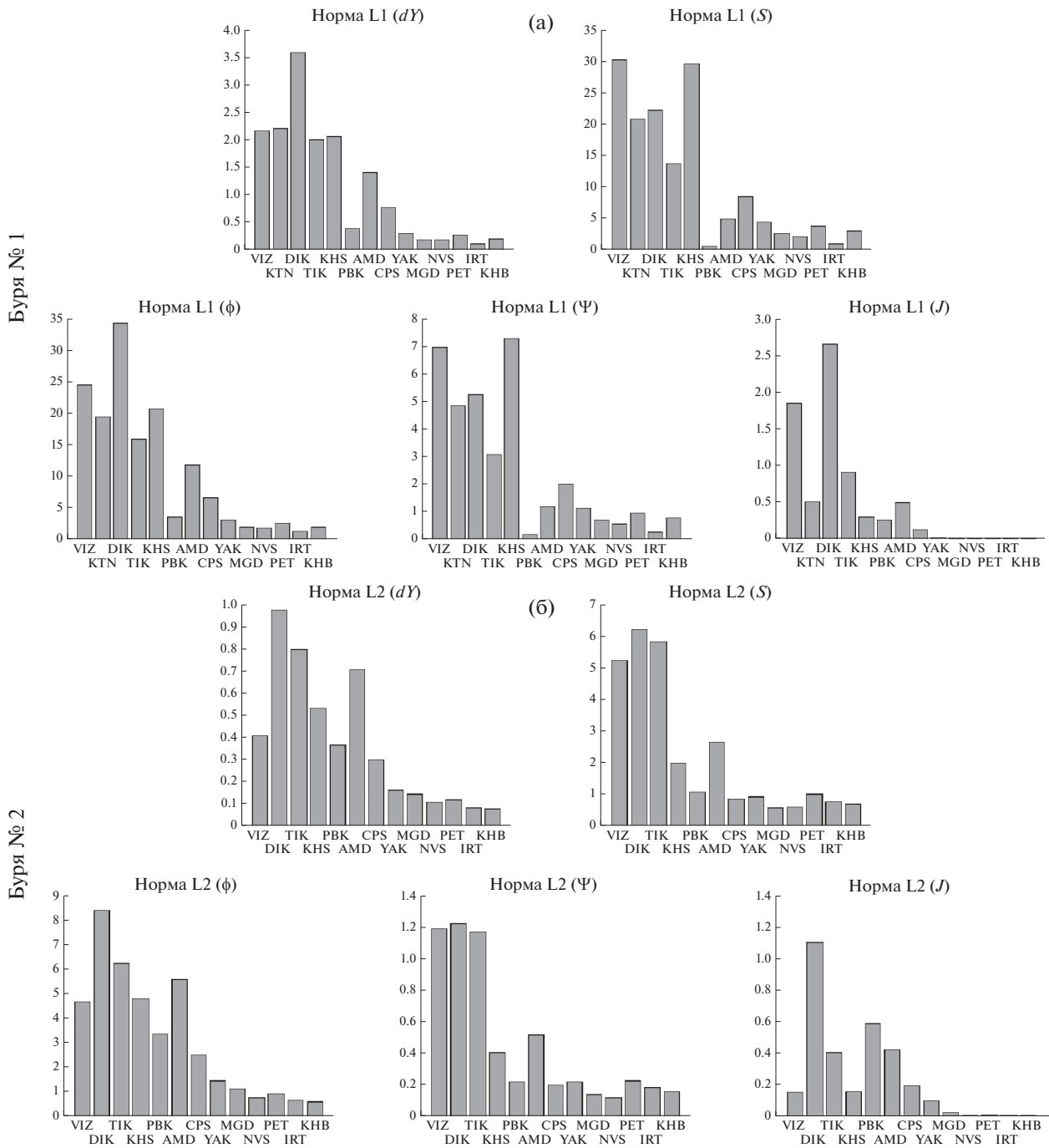


Рис. 5. Обобщенные статистические показатели, полученные для каждого параметра скважины (dy , S , ϕ , Ψ , J), пункта наблюдений и бури: норма L1 для бури № 1 (а); норма L2 для бури № 2 (б); максимальные отклонения для бури № 3 (в) и СКО для бури № 4 (г). По горизонтальной оси пункты наблюдений упорядочены по убыванию широты. На графиках с максимальными отклонениями (в) горизонтальной чертой показаны максимально допустимые отклонения для соответствующих параметров скважины.

и для разных параметров в период одной бури (например, пиковое значение СКО параметра J на рис. 5г). Также в отдельных случаях для широты расположения самой северной станции из всех рассматриваемых пунктов наблюдений – VIZ – отклонения получались меньше, чем на располо-

женных ниже по широте (DIK, TIK, KHS...). Данное обстоятельство можно объяснить относительной удаленностью данной станции от аврального овала и, следовательно, меньшей подверженности воздействию магнитного поля ионосферных токов.

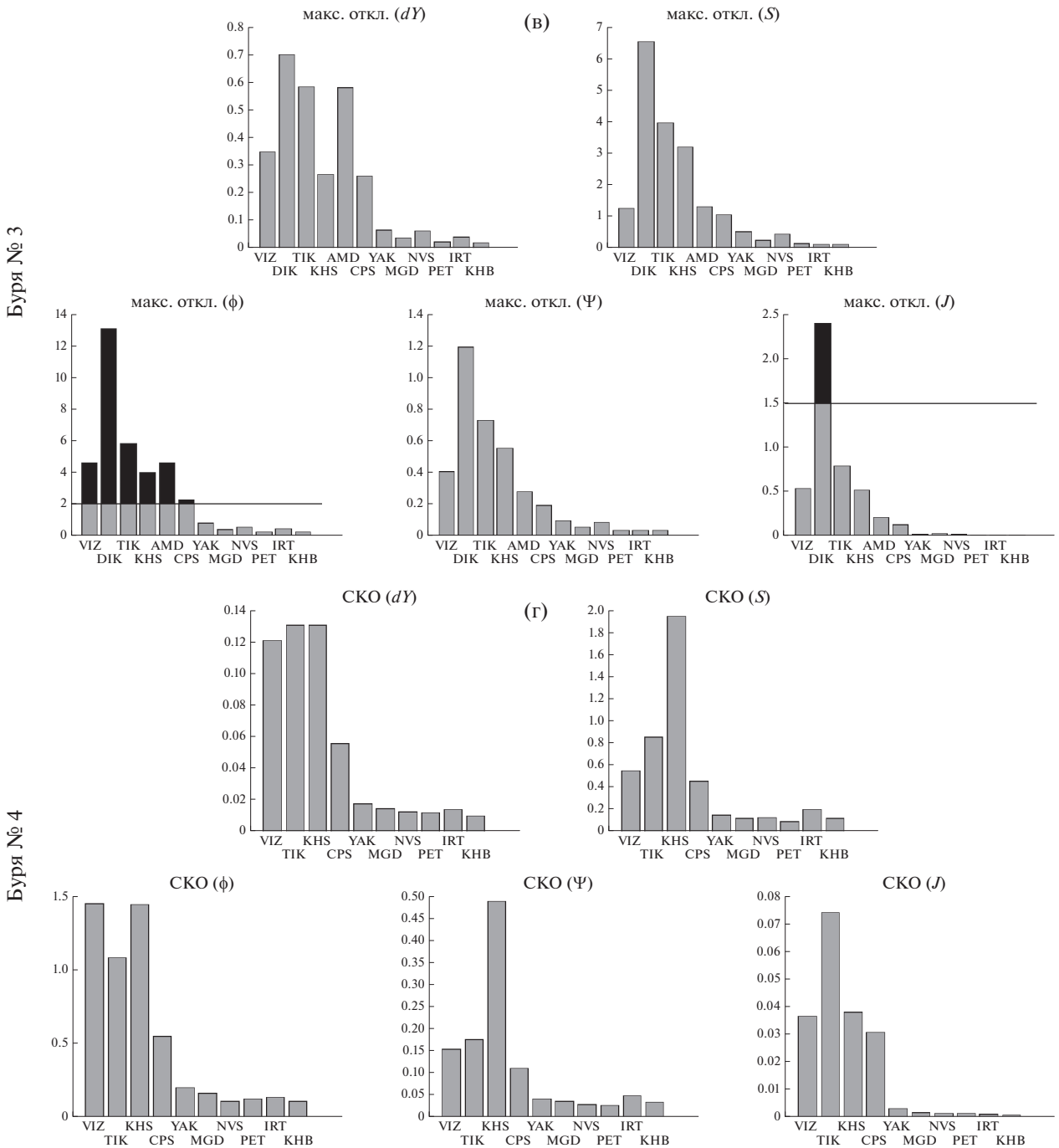


Рис. 5. Окончание.

Горизонтальные скважины с большим радиусом кривизны могут быть сооружены при кустовом бурении на суше и море, а также при бурении одиночных скважин со значительной протяженностью горизонтального участка. Для таких скважин используются стандартная техника и технология направленного бурения, позволяющая создать максимальную интенсивность искривления (0.7°–2° на 10 м проходки). Интенсивность ис-

кривления в обычном случае не должна превышать 1.5°/10 м проходки [Булатов и др., 2003]. На рассмотренных примерах видно, что соответствующие значения выходят за допустимые пределы погрешности (обозначены горизонтальными линиями на рис. 5в). На высоких широтах интенсивность искривления ствола на 10 м достигает величины почти 2.5 градусов на 10 м, что на практике недопустимо. Как уже отмечалось выше,

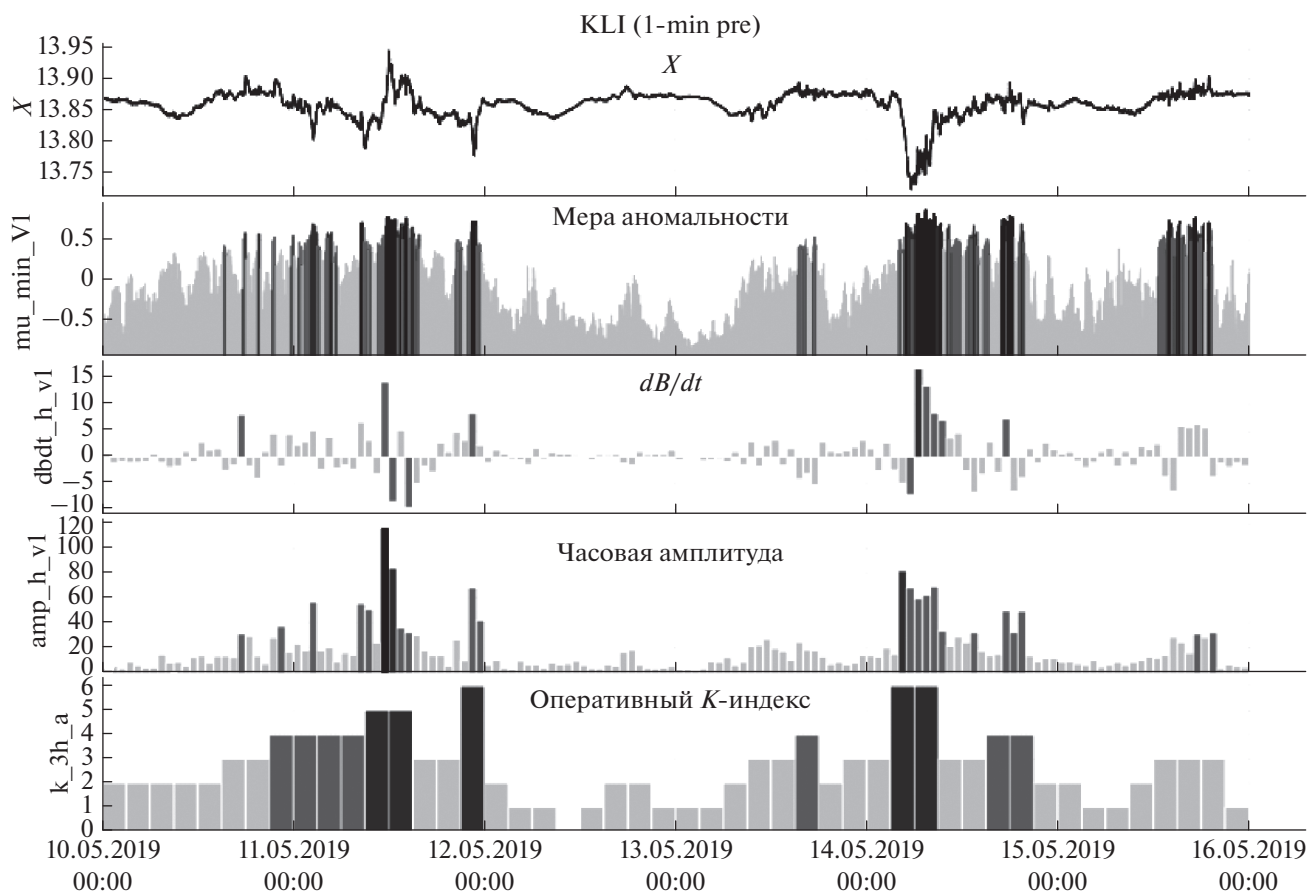


Рис. 6. Пример многокритериального распознавания магнитной активности в реальном времени по исходным наблюдательским данным (верхний график), поступающим в ЦКП “Аналитический центр геомагнитных данных”: обсерватория “Климовская” (Архангельская обл.), событие 11–15 мая 2019 г. (<http://geomag.gcras.ru>). Светло-серый цвет соответствует фоновым значениям исходной магнитограммы, серый – слабым аномалиям, темно-серый – аномалиям, черный – сильным аномалиям.

другой параметр, принимающий недопустимые значения в высоких широтах – это фактический азимут скважины. За периоды всех исследуемых магнитных бурь его значения выходили за рамки допуска практически на всех высокоширотных станциях (например, см. рис. 5в).

Для учета быстрых вариаций магнитного поля Земли, о которых идет речь в статье, в ЦКП “Аналитический центр геомагнитных данных” реализован комплекс математических алгоритмов, позволяющих в автоматическом режиме и в реальном времени проводить распознавание магнитной активности по исходным данным [Gvishiani et al., 2016; Гвишиани и др., 2018]. На рис. 6 приведен пример многокритериального распознавания по данным обсерватории “Климовская” [Соловьев и др., 2016] с использованием алгоритмов искусственного интеллекта. На верхнем графике представлен исходный ряд данных компоненты X за период магнитной бури, а на втором графике – разработанная мера аномальности, маркирующая аномальные фрагменты на

исходной записи [Soloviev et al., 2016]. На третьем, четвертом и пятом графиках показаны дополнительные индикаторы геомагнитной активности: скорость изменения поля, максимальная амплитуда в часовом окне и оперативный K -индекс геомагнитной активности. Указанные алгоритмы являются частью АПК МАГНУС, который представляет собой ядро аналитического центра [Gvishiani et al., 2016]. Полученная информация может быть использована при коррекции показаний магнитометра, установленного на буровой колонне, во время магнитных бурь.

В работе [Соловьев, Смирнов, 2018] описана современная методика автоматизированного отбора магнитоспокойных дней как в региональном (для индивидуальной обсерватории), так и в глобальном (по всей совокупности мировых обсерваторий) масштабе. Данная методика также связана с уже упомянутым алгоритмом построения меры аномальности [Ощенко и др., 2020] и обеспечивает идентификацию магнитоспокойных дней с задержкой менее суток. Продемонстриру-

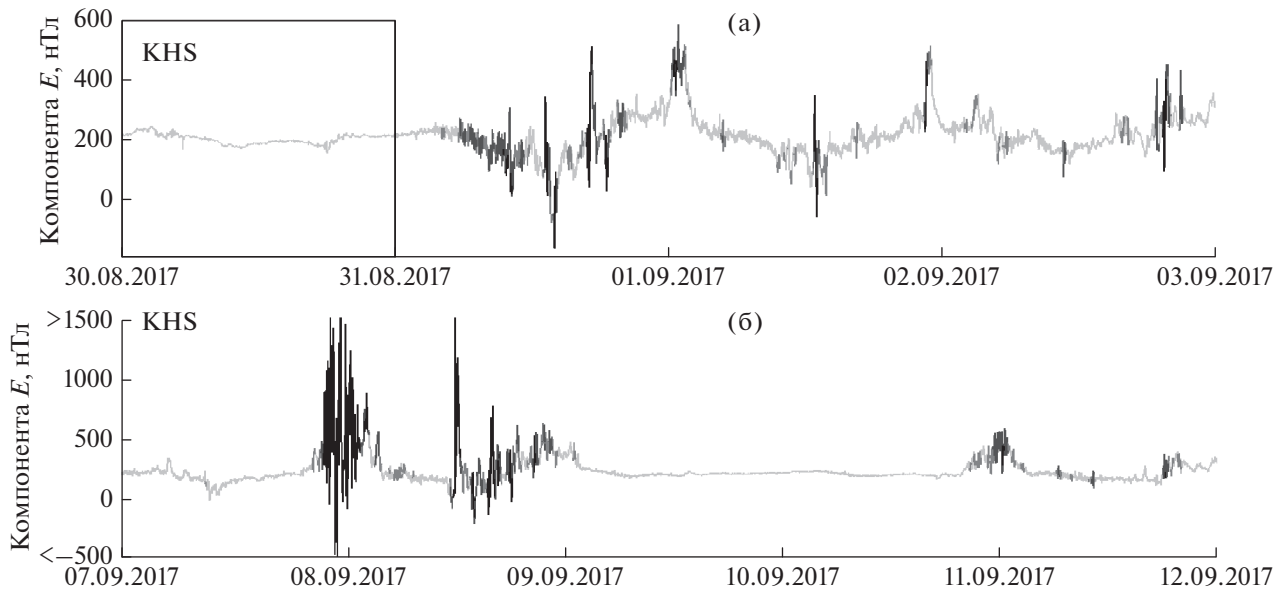


Рис. 7. Маркировка исходных значений (данные компоненты E) системой распознавания геомагнитной активности АПК МАГНУС на станции KHS за 30.08–02.09.2017 г. (а); 07–11.09.2017 г. (б); 30.08.2017 г. был определен системой как последний магнитоспокойный день перед началом бури 07.09.2017 г. (помечен прямоугольником). Цветовые обозначения соответствуют значениям меры аномальности и аналогичны рис. 6.

ем работу системы, объединяющей указанные алгоритмы распознавания магнитной активности и магнитоспокойных дней, на примере данных обсерватории KHS за сентябрь 2017 г., в течение которого произошла буря № 3 (табл. 2). На момент начала бури (07.09.2017 г.) последним магнитоспокойным днем, определенным системой, являлось 30 августа (рис. 7а, прямоугольная область). Из рисунка видно, что все минутные значения за этот день были классифицированы как фоновые (светло-серый цвет). Позже все экстремальные проявления магнитной бури, основная фаза которой пришлась на 7–8 сентября, были успешно выделены на исходных данных системой распознавания магнитной активности (рис. 7б, темно-серый и черный цвета). Именно они привели к недопустимым отклонениям фактического азимута скважины (ϕ), проиллюстрированным на рис. 4 и рис. 5. Таким образом, на каждый момент времени оператор имеет полную и актуальную информацию как о текущем уровне магнитной активности, так и о спокойном уровне магнитного поля, характерном для данного региона и времени. Эти данные дают возможность оперативной оценки отклонений поля от его спокойного уровня для дальнейшего принятия решений. Рассчитанные параметры скважины за 30.08.2017 г. представлены на рис. 8. Из рисунка видно, что отклонения от плановых параметров в этом случае минимальны, что демонстрирует эффективность автоматизированной системы распознавания АПК МАГНУС.

Во всех приведенных примерах при расчете проектируемых параметров профиля мы для простоты использовали квазипостоянное значение нормального склонения, вычисленное по модели IGRF, и исходили из того, что все возмущения вызваны исключительно проявлениями космической погоды. При этом неприемлемыми считались значения азимута, лежащие за пределами допустимых отклонений (рис. 4, рис. 5в). На практике же геомагнитные данные скважинной инклинометрии также существенно отягощены сбоями измерительной системы, внешним воздействием от соседних стволов скважин, магнитных минералов в буровом растворе, намагниченных пород и других аномалий [Poedjono et al., 2013]. В таких условиях первоочередной задачей является контроль качества получаемых с бура данных, предполагающий их коррекцию с учетом указанных аномалий. Это достигается путем их непрерывного сравнения с эталонными данными магнитной обсерватории, расположенной поблизости. Для верификации поступающих с буровой колонны геомагнитных измерений и, в конечном итоге, повышения точности геомагнитной привязки на практике в качестве референсных используются не квазипостоянные значения, а регистрируемые на обсерватории данные склонения. В этом случае предельно допустимые отклонения отсчитываются от фактических значений, изменчивых во времени.

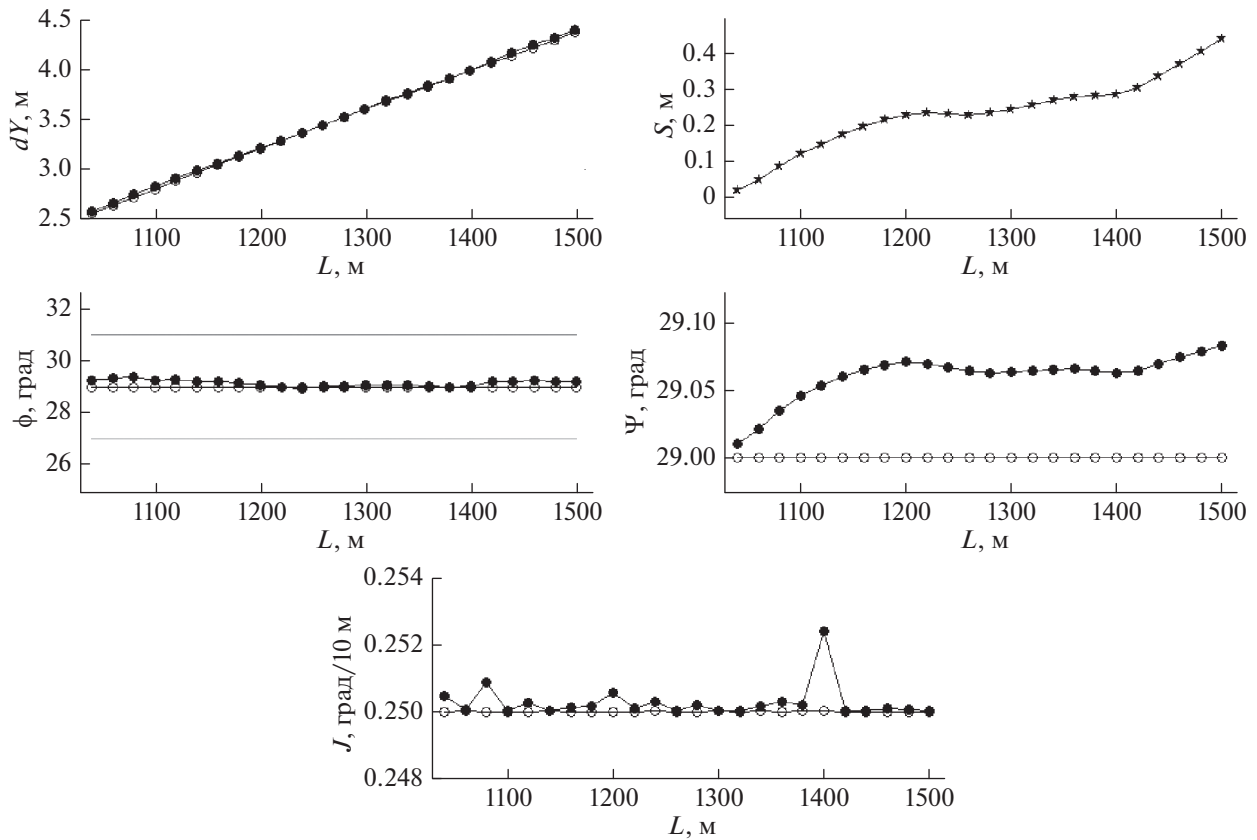


Рис. 8. Параметры модельной скважины по данным станции KHS за магнитоспокойный период 30.08.2017 г. Обозначения аналогичны рис. 4.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Высокотехнологичные подходы к освоению природных ресурсов требуют привлечения последних достижений в области метрологии, математического моделирования, методов обработки больших объемов данных и их интерпретации. Наклонно-направленное бурение во многом основано на высокоточных измерениях вариаций МПЗ как по пространству, так и во времени, и их дальнейшем анализе.

Результаты описанных в статье численных экспериментов по моделированию траекторных параметров скважины в период магнитных бурь наглядно иллюстрируют влияние геомагнитных возмущений на ход наклонно-направленного бурения. Практические для всех рассмотренных бурь в период максимума возмущений с ростом геомагнитной широты наблюдается рост проанализированных статистических характеристик параметров ствола скважины и их отклонений. В отдельных случаях заметно резкое возрастание при переходе через границу аврорального овала. Для максимальных и среднеквадратических отклонений статистических характеристик траекторных

параметров отчетливо выражены пики на широте, соответствующей положению аврорального овала. Во всех рассмотренных случаях статистические величины демонстрируют высокие значения в высокоширотном сегменте и значительно более низкие — в интервале средних и низких широт.

Отклонения фактических параметров скважины от проектных были продемонстрированы на примере небольшого 500-метрового отрезка скважины, проложенного всего за 1 сут. Ввиду интенсивной изменчивости магнитного поля в высоких широтах как во времени, так и по пространству, подобные отклонения могут наблюдаться неоднократно за все время прокладки скважины. Наиболее критичны такие расхождения для угла азимута скважины (ϕ) и интенсивности искривления ствола на 10 м (J).

Было показано, что на высоких широтах (в местах установки станций VIZ, KTN, DIK, TIK, KHS и AMD) фактические азимутальные углы скважины принимают недопустимые отклонения (превышающие 2 градуса от проектного значения) за периоды всех исследуемых магнитных бурь. Также на рассмотренных примерах видно,

что на высоких широтах интенсивность искривления ствола на 10 м достигает величины почти 2.5 градусов на 10 м, что на практике недопустимо.

Стоит отметить, что определяющее влияние на исходные данные и результаты моделирования во всех случаях имела степень изменчивости магнитного склонения во время геомагнитных возмущений, которая может быть существенной даже когда общая интенсивность рассматриваемой магнитной бури невысока по сравнению, к примеру, с сильнейшими бурями солнечного цикла.

Таким образом, наклонно-направленное бурение скважин требует надежного контроля ориентации буровой колонны под землей, и особенно строгий контроль требуется при бурении в Арктическом регионе. Учет быстрых вариаций магнитного поля в реальном времени при помощи высокоточной магнитометрической аппаратуры является неотъемлемым элементом при высокотехнологичной добыче углеводородного сырья в Арктике. Ключевой идеей решения проблемы контроля параметров наклонно-направленного бурения является параллельный независимый мониторинг геомагнитных вариаций на обсерваториях, расположенных непосредственно в районе бурения, с привлечением современных математических методов анализа данных в реальном времени.

В работе было показано, как геомагнитные воздействия космической погоды влияют на данные подземной инклинометрии. Однако в реальной практике буровых работ присутствуют и другие источники, которые существенным образом искажают получаемые измерения. К ним, в первую очередь, относятся намагниченные породы, неизбежно присутствующие вдоль прокладываемой трассы, и соседние скважины при кустовом бурении. Порождаемые ими магнитные возмущения должны быть безусловно учтены, а получаемые измерения должным образом скорректированы для корректной навигации по геомагнитному полю. В этой связи эталонные данные магнитного поля, параллельно регистрируемые на расположенной вблизи магнитной обсерватории, являются единственно возможным решением.

Все это придает исключительную актуальность задаче развертывания и поддержки стационарных непрерывных геомагнитных наблюдений в высокоширотных областях. Другое важное обстоятельство, которым обусловлена актуальность этой задачи — потребность в высококачественных геомагнитных данных для фундаментальных исследований земного магнетизма и солнечно-земной физики. С этой точки зрения решение данной задачи может быть достигнуто

путем активного научно-технического сотрудничества академических исследовательских институтов и промышленных организаций нефтегазовой отрасли, результатом которого должно стать появление более плотной сети современных геомагнитных обсерваторий в Арктической зоне РФ.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания Геофизического центра РАН, утвержденного Министерством науки и высшего образования Российской Федерации.

БЛАГОДАРНОСТИ

Представленные в статье результаты получены на основе данных, зарегистрированных на магнитных обсерваториях. Мы благодарим национальные институты, обеспечивающие их работоспособность, и ИНТЕРМАГНЕТ (<http://intermagnet.org>) за продвижение высоких стандартов в области геомагнитных наблюдений, а также Межрегиональный центр геомагнитных данных ГЦ РАН (<http://geomag.gcras.ru>) за свободное распространение данных. Авторы также выражают благодарность международному проекту SuperMAG за свободное распространение данных мировой сети магнитовариационных станций (<https://supermag.jhuapl.edu/>). Авторы признательны В.Е. Чинкину и Д.В. Кудину за помощь в подготовке исходных данных, а также двум рецензентам, высказавшим ценные замечания к статье. В работе использовались данные и сервисы ЦКП “Аналитический центр геомагнитных данных” Геофизического центра РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Близнюков В.Ю., Повалихин А.С., Кейн С.А.* Расчет и корректирование траектории скважины при бурении. Метод. указания. Ухта: УГТУ. 2014. 35 с.
- Богоявленский В.И.* Фундаментальные проблемы поиска, разведки и рационального освоения ресурсов горючих ископаемых Арктических и субарктических регионов России (пленарный). Всероссийская конференция с международным участием “Глобальные проблемы Арктики и Антарктики”, посвященная 90-летию со дня рождения академика Николая Павловича Лаверова (2–5 ноября 2020 г., г. Архангельск). Сборник материалов. 2020. С. 20–25.
- Булатов А.И., Проселков Ю.М., Шаманов С.А.* Техника и технология бурения нефтяных и газовых скважин. Учеб. для вузов. М.: Недра-Бизнесцентр. 2003. 1007 с.
- Гвишиани А.Д., Лукьянова Р.Ю.* Оценка влияния геомагнитных возмущений на траекторию наклонно-направленного бурения глубоких скважин в Арктическом регионе // Физика Земли. 2018. № 4. С. 19–30.
- Гвишиани А.Д., Лукьянова Р.Ю.* Исследование геомагнитного поля и проблемы точности бурения наклонно-направленных скважин в Арктическом регионе //

- Горный журнал. 2015. № 10. С. 94–99.
<https://doi.org/10.17580/gzh.2015.10.17>
- Гвишиани А.Д., Соловьев А.А., Сидоров Р.В., Красноперов Р.И., Груднев А.А., Кудин Д.В., Карпетян Д.К., Си-
 монян А.О.* Успехи организации геомагнитного мони-
 торинга в России и ближнем зарубежье // Вестник от-
 деления наук о Земле РАН. 2018. Т. 10. № NZ4001.
<https://doi.org/10.2205/2018NZ000357>
- Зайцев А.Н., Лобанов А.М.* Магнитометрический поли-
 голн на Ямале как основа региональной системы кон-
 троля состояния магнитного поля Земли. Геофизика и
 МГРИ. 100 лет вместе. Материалы конф. 15–18 ноября
 2018.
- Кондров Н.С., Шевелев А.А.* Обзор методов расчета про-
 филя ствола наклонно-направленной скважины // Проблемы современной науки и образования. 2017. № 22(104). С. 24–29.
- Кульчицкий В.В., Григашкин Г.А., Ларионов А.С., Шебе-
 тов А.В.* Геонавигация скважин. Учебное пособие М.:
 МАКС Пресс. 2008. 312 с.
- Ощенко А.А., Сидоров Р.В., Соловьев А.А., Соловьева Е.Н.*
 Обзор применения меры аномальности для оценки
 геомагнитной активности // Геофизические исследо-
 вания. 2020. Т. 21. № 4. С. 51–69.
<https://doi.org/10.21455/gr2020.4-4>
- Построение проектного и фактического профилей
 скважины: методические указания. Сост. *Доров-
 ских И.В., Живаева В.В., Воробьев С.В.* Самара: Самар.
 гос. техн. ун-т. 2010. 50 с.
- Салихов З.С., Арабский А.К., Кузнецов В.Д., Зайцев А.Н.,
 Петров В.Г., Фомичев В.В., Трошичев О.А., Янжура А.С.*
 Система контроля космической погоды для оценки
 технологических рисков на территории полуострова
 Ямал // Наука и техника в газовой промышленности.
 2010. № 4. С. 39–47.
- Соловьев А.А., Сидоров Р.В., Красноперов Р.И., Груднев А.А.,
 Хохлов А.В.* Новая геомагнитная обсерватория “Кли-
 мовская” // Геомагнетизм и аэрномия. 2016. Т. 56.
 № 3. С. 365–379.
- Соловьев А.А., Смирнов А.Г.* Оценка точности совре-
 менных моделей главного магнитного поля Земли с
 использованием ДМА-методов распознавания пони-
 женной геомагнитной активности по данным геомаг-
 нитных обсерваторий // Физика Земли. 2018. № 6.
 С. 72–86.
<https://doi.org/10.1134/S0002333718060108>
- Buchanan A., Finn C.A., Love J.J., Worthington E.W., Law-
 son F., Maus S., Okewunmi S., Poedjono B.* Geomagnetic
 Referencing – The Real-Time Compass for Directional
 Drillers // Oilfield Review. 2013. V. 25. № 1. P. 32–47.
- Gvishiani A., Soloviev A., Krasnoperov R., Lukianova R.* Au-
 tomated Hardware and Software System for Monitoring the
 Earth’s Magnetic Environment // Data Science J. 2016.
 V. 15. P. 18.
<https://doi.org/10.5334/dsj-2016-018>
- Jankowski J., Sucksdorff C.* Guide for Magnetic Measure-
 ments and Observatory Practice. Warsaw: International As-
 sociation of Geomagnetism and Aeronomy. 1996. 232 p.
- Khomutov S.Y.* International project INTERMAGNET and
 magnetic observatories of Russia: cooperation and progress.
 IX International Conference “Solar-Terrestrial Relations
 and Physics of Earthquake Precursors”. E3S Web of Con-
 ferences. 2018. V. 62. P. 02008.
<https://doi.org/10.1051/e3sconf/20186202008>
- Meyers H., Davis W.* A profile of the geomagnetic user and
 abuser // J. Geomagnetism and Geoelectricity. 1990. V. 42.
 P. 1079–1085.
- Newell P.T., Liou K., Zhang Y. et al.* OVATION Prime-2013:
 Extension of auroral precipitation model to higher distur-
 bance levels // Space Weather. 2014. V. 12. № 6. P. 368–
 379.
<https://doi.org/10.1002/2014sw001056>
- Ógórek I., Grzegorzewski M., Maciejowski M.* The use of
 magnetic field and magnetometers in supporting the air
 navigation // Annual of Navigation. 2015. V. 22. P. 21–29.
<https://doi.org/10.1515/aon-2015-0018>
- Onovughe E., Ootobong T.* Geomagnetic Referencing Tech-
 niques as Vital Directional Reference in Hydrocarbon
 Drilling // J. Multidisciplinary Engineering Science Stud-
 ies. 2016. V. 2. № 8. P. 836–841.
- Pasku V., De Angelis A., De Angelis G., Arumugam D.D., Di-
 onigi M., Carbone P., Moschitta A., Ricketts D.S.* Magnetic
 Field Based Positioning Systems. IEEE Communications
 Surveys & Tutorials. 2017.
<https://doi.org/10.1109/COMST.2017.2684087>
- Poedjono B., Beck N., Buchanan A.C., Borri L., Maus S.,
 Finn C., Worthington E.W., White T.* Improved geomagnetic
 referencing in the Arctic environment. SPE Arctic and Ex-
 treme Environments Technical Conference and Exhibition.
 October 15–17. 2013. Moscow, Russia. Paper Number:
 SPE-166850-MS.
<https://doi.org/10.2118/166850-MS>
- Shockley J.A., Raquet J.F.* Navigation of ground vehicles us-
 ing magnetic field variations // NAVIGATION: J. Institute
 of Navigation. 2014. V. 61. № 4.
<https://doi.org/10.1002/navi.70>
- Short J.A.* Introduction to directional and horizontal drill-
 ing. Tulsa: PennWell Publishing. Tulsa, OK, USA. 1993.
 239 p.
- Soloviev A., Agayan S., Bogoutdinov S.* Estimation of geo-
 magnetic activity using measure of anomalously // An-
 nals of Geophysics. 2016. V. 59. № 6. G0653.
<https://doi.org/10.4401/ag-7116>
- St-Louis B.* INTERMAGNET technical reference manual.
 Version 4.6. 2012. 92 p.
- Thébault E., Finlay C.C., Beggan C.D., Alken P., Aubert Ju-
 lien., Barrois O., Bertrand F., Bondar T., Boness A., Brocco L.,
 Canet E., Chambodut A., Chulliat A., Coisson P., Civet F., Du A.,
 Fournier A., Fratter I., Gillet N., Hamilton B., Hamoudi M.,
 Hulot G., Jager T., Korte M., Kuang W., Lalanne X., Langlais B.,
 Léger J.-M., Lesur V., .Lowe F. et al.* International Geomag-
 netic Reference Field: the 12th generation // Earth, Planets
 and Space. 2015. V. 67. P. 79.
- Vorobev A.V., Pilipenko V.A., Krasnoperov R.I., Vorobeva G.R.,
 Lorentzen D.A.* Short-term forecast of the auroral oval po-
 sition on the basis of the “virtual globe” technology // Russ.
 J. Earth. Sci. 2020. V. 20. P. ES6001.
<https://doi.org/10.2205/2020ES000721>

On the Need for Accurate Monitoring of the Geomagnetic Field during Directional Drilling in the Russian Arctic

A. A. Soloviev^{a, b, *}, R. V. Sidorov^{a, **}, A. A. Oshchenko^a, and A. N. Zaitsev^{a, c}

^a*Schmidt Institute of Physics of the Earth, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

^b*Schmidt Institute of Physics of the Earth, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

^c*Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

**e-mail: a.soloviev@gcras.ru*

***e-mail: r.sidorov@gcras.ru*

The readings of well magnetometers used in directional drilling may be distorted by geomagnetic storms and substorms. These distortions occur most often in auroral latitudes. The goal of this research is to study how sporadic fluctuations of the magnetic field during geomagnetic storms impact the key parameters of the drilling path during the Earth's magnetic field navigation. This research covers the mechanisms of deviations of well profile parameters during geomagnetic disturbances of various intensity in the range from middle to high latitudes, including for virtual deposits inside and outside the auroral oval. In geographical latitudes the impact on geometrical parameters of the borehole becomes critical and results in unacceptable deviations. Consequently, rapid magnetic field variations are measured in real time by high accuracy magnetometric equipment as part of the high technology process of hydrocarbon production in the Arctic. Thus, it makes as relevant as never before to deploy and maintain stationary geomagnetic observatories in high-latitude areas and to develop intellectual methods of processing of geomagnetic measurements.

Keywords: drilling geomagnetic support, directional drilling, magnetic observatories, INTERMAGNET, Arctic zone of the Russian Federation, magnetic field variations, drilling path modelling

ВАРИАЦИИ ЕСТЕСТВЕННЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОТЕНЦИАЛОВ В КРИОЛИТОЗОНЕ, ЯКУТСК

© 2022 г. В. И. Козлов¹, *, Д. Г. Баишев¹, **, Е. А. Павлов¹, ***

¹Институт космических исследований и аэронавтики им. Ю. Г. Шафера СО РАН,
Якутский научный центр СО РАН, г. Якутск, Россия

*E-mail: vkozlov@ikfia.ysn.ru

**E-mail: baishhev@ikfia.ysn.ru

***E-mail: pochta_baki@mail.ru

Поступила в редакцию 02.06.2021 г.

После доработки 23.12.2021 г.

Принята к публикации 23.12.2021 г.

Рассмотрены суточные, сезонные и межгодовые вариации естественных потенциалов на двух площадках в криолитозоне на полигоне ИКФИА СО РАН около г. Якутска с осени 2017 г. по весну 2021 г. Одна площадка включает заболоченный участок (марь), а вторая расположена на “сухом” участке. Вариации естественных электрических потенциалов в течении годового сезона на участке с марью составили значительную величину ~120 мВ/100 м. Максимальная вариация наблюдается весной, во время схода снежного покрова из-за резкого увлажнения верхнего слоя грунта. На “сухом” участке вариация составляет менее 40 мВ/100 м. Переход от летних значений к зимним для естественных потенциалов происходит в ноябре. Обратный переход от зимних условий к летним происходит с третьей декады апреля, в течении мая. Эти весенне-осенние переходы обусловлены промерзанием верхнего слоя грунта, оттаивающего в летних условиях и соответствующих изменений электрических свойств грунта. Наблюдается зависимость величины естественных потенциалов от величины осадков, увеличивающих влажность почвы и ее проводимость.

Ключевые слова: электрические потенциалы, теллурические токи, криолитозона, промерзание грунта, сезонная вариация.

DOI: 10.31857/S0002333722030036

ВВЕДЕНИЕ

В связи с ростом техногенной нагрузки на среде обитания значительное внимание уделяется изучению геофизических полей различной природы, их преобразованиям и взаимодействию [Уткин и др., 2010]. Приграничная область контакта земной коры и атмосферы характеризуется взаимодействием электрических и магнитных полей, теллурических, ионосферных и магнитосферных токов, а также режимом подземных вод. [Адушкин, Спивак, 2012]

Еще в работах шестидесятых годов (например, в работе [Mather, 1962]) на основе регистрации теллурических токов в течение нескольких месяцев на геомагнитно сопряженных точках, на Алеутских островах и в Новой Зеландии было показано, что основные вариации происходят почти одновременно и имеют сходную продолжительность, хотя похожая амплитуда вариаций наблюдается не во всех пунктах, из-за различной электропроводности на участках наблюдения. В работе [Qin-Zhong et al., 2017] показано, что при изучении геоэлек-

трического поля наблюдается связь между естественными электрическими потенциалами и строением подложки. Величина дополнительного геоэлектрического поля варьируется от одного пункта наблюдения к другому и зависит от однородности структуры подстилающей среды.

Электропроводность грунтов определяется их водонасыщенностью, уровнем подземных вод безнапорного водосодержащего горизонта. Сезонные изменения уровня этого водоносного горизонта хорошо выражены [Рябова, 2015]. В работе [Lange, 1996] по результатам бурения до глубины от 9 до 28 м показано, что положительные аномалии естественного потенциала связаны с системой подземных вод зонами проницаемости.

В работе [Дешеревский, Сидорин, 1999] по данным, полученным на Гармском горном полигоне, показано, что наиболее значимой периодичностью является годовая. Сезонная вариация хорошо прослеживается в многолетних наблюдениях на Камчатке [Юшко, 2007]. Отмечается, что в периоды установления отрицательных темпера-

тур воздуха отмечается спокойное поведение разностей электротеллурических потенциалов на измерительных линиях, а в периоды установления положительных температур воздуха проявляются амплитудные вариации.

Кроме сезонных изменений прослеживаются суточные вариации. В Гарчи, Франция, 04.1995–04.1996 гг. в отсутствии возмущений магнитного поля наблюдались суточные колебания электрических потенциалов 0.1–1.5 мВ/50 м в зависимости от меняющихся во времени почвенных условий, температуры почвы [Pegtier, 2000].

В Якутии наличие мерзлоты создает свои особенности в вариациях естественных потенциалов. Мощность вечномерзлого грунта составляет от нескольких сот метров до нескольких километров, оттаивающий верхний слой 1–3 м. В работе [Сао, 2021] показано, что колебания содержания влаги в верхнем слое почвы являются значительными в сезонно мерзлых землях под влиянием барьера слоя вечной мерзлоты, и при выпадении дождя уровень надмерзлотных вод в зоне вечной мерзлоты значительно повышается. При отсутствии стока образуются заболоченные участки, мари. Степень заболоченности лесостепной зоны 5%. В настоящее время продолжается деградация вечной мерзлоты, в результате чего площадь заболоченных почв увеличится [Shpedt, 2019].

Территория Центральной Якутии характеризуется резко континентальным климатом со среднегодовой температурой воздуха -9.5°C . На террасах рек Лена и Вилюй в области сплошного развития многолетнемерзлых пород мощностью до 250–400 м в верхних слоях геологического разреза распространены над- и межмерзлотные водоносные талики, которые, как и заболоченные участки, создают неоднородности в подстилающей среде [Шепелев, 2002]. Талики создаются за счет того, что зимой часть воды внедряется в толщу осушенных за лето песков [Павлова, 2016]. В многолетних исследованиях используются такие параметры оценки электрических свойств грунтов криолитозоны, как эффективное электромагнитное сопротивление [Ефремов, 2017], радиоимпедансное зондирование мерзлых грунтов [Нерадовский, 2013].

Наблюдается межгодовая вариация напряженности геоэлектрического поля. По данным работы [Lucas, 2020] 100-летняя вариация напряженности геоэлектрического поля в США составляет более чем 3 порядка величины от минимума 0.02 В/км на юге до максимума 27.2 В/км на севере (в исследованиях вариаций геоэлектрических потенциалов в условиях вечной мерзлоты), где почти 30% обследованной территории превышает 1 В/км. Это говорит о важности использования реалистичных экспериментальных данных при оценке геоэлектрических опасностей и актуальности

данных исследований, особенно в связи с наблюдающимся в Якутии потеплением климата (на 4 градуса) в последние годы.

Цель данной работы – рассмотрение суточных, сезонных и межгодовых вариаций в последние годы естественных потенциалов на двух площадках в криолитозоне, одна из которых включает заболоченный участок с повышенной влажностью (марь), а вторая расположена на “сухом” участке.

АППАРАТУРА

В типичной схеме электротеллурические измерения [Кролевец, 2003] проводят, регистрируя разности потенциалов между 2 парами измерительных линий, ориентированных в направлениях С–Ю и В–З, соединяющих неполяризующиеся электроды. Далее вычисляется напряженность и направление электротеллурического поля E . Полигон ИКФИА СО РАН, на котором проводились исследования, расположен в 20 км юго-западнее г. Якутска в бассейне р. Шестаковки около озера Кюрдюгелях. Подстилающая среда бассейна р. Шестаковки до глубин 40 м представлена песками с включениями супеси и суглинки [Балобаев, 2003]. Почвы в регионе вокруг Якутска палево-мерзло-таежные в сочетании с болотными и солодами. Мощность сезонно-талого слоя 0.5–2 м. Неоднородностями в подстилающей среде являются заболоченные участки и талики, которые занимают около 20–25% площади, что характерно для Якутии [Лебедева, 2018].

Институт мерзлотоведения СО РАН исследовал надмерзлотный водоносный талик, шириной 180–200 м и протяженностью более 500 м в 2 км от полигона, на котором проведены наши измерения. Талик начинается с небольшого заболоченного участка – мари. На глубинах до 1.7 и 7.2–10 м пески находятся в мерзлом состоянии, а на глубине 1.7–7.2 м находится водонасыщенный слой. Удельное сопротивление для талых мерзлых песков 1000–2500 Ом·м, а для водонасыщенных песков 100 Ом·м и ниже. Для мерзлых песков более 2000 Ом·м. В весеннее время породы талика менее влажные, а к осени находятся в более водонасыщенном состоянии [Лебедева, 2019]. На глубине 1.5 м самая низкая температура грунта наблюдается в декабре от $-6 \pm 1^{\circ}\text{C}$ при относительно большой влажности 21.5% и $-8 \pm 1.5^{\circ}\text{C}$ при низкой влажности 8.7%. Промерзание на этой глубине происходит в ноябре, температура грунта меняется от 0 до -6°C . Оттайка верхнего слоя грунта происходит в мае. Температура грунта меняется от -1.5 до $+1^{\circ}\text{C}$. Летом температура грунта на этих глубинах прогревается до $+4^{\circ}\text{C}$ [Стручков, 2004]. Под городом Якутском вечная мерзлота имеет мощность 200–250 м, а ее температура от -2 до -8°C . Глубина протаивания для окрестностей

г. Якутска: для песчаных грунтов 2.2–3 м, для суглинков 1.4–1.8 м, на территориях, покрытых лесом в окрестностях города 1 м [Некрасов, 1984]. На полигоне, где проводились измерения, грунт оттаивает также на глубину, равную 1 м. В октябре, начале зимнего сезона, высота снежного покрова увеличивается с постоянной скоростью. Таяние снежного покрова начинается с апреля.

Основные изменения в сторону повышения удельного сопротивления грунта при разnose электродов на 1.5 м по нашим измерениям происходят в октябре–ноябре при изменении температуры воздуха от -5 до -25°C , а при разnose электродов на 3 м при температурах ниже -20°C . Зимой удельное сопротивление остается почти постоянным. Температура в -20°C в районе Якутска устанавливается около 25 октября–3 ноября. Нужно отметить, что кроме промерзания грунта с поверхности, иногда происходит его промерзание и с глубины за счет вечномерзлого слоя [Некрасов, 1984]. Весной при температуре воздуха $+7^{\circ}\text{C}$ понижение удельного сопротивления грунта начинается в мае. Сезонные изменения удельного сопротивления грунта в слое 0.5 м (при разnose электродов на 1 м) изменялись от 130 до 470 Ом · м (увеличение в 3.6 раза). В слое грунта до 1.5 м (при разnose электродов на 3 м) удельное сопротивление грунта изменялось от 40 до 200 Ом · м (увеличение почти в 5 раз), что соответствует данным в статье [Башкуев, 1996].

Расположение трех пар “измерительных линий” длиной по 100 м в наших измерениях, ориентированно по компасу и приведено на рис. 1. Две пары линий захватывают неоднородность – заболоченный участок. Линии второй пары сдвинуты на 1 м относительно первой пары к северу и западу. Третья пара “измерительных линий” расположена полностью на сухом участке. Ее меридиональная линия (С–Ю) является продолжением второй линии С–Ю, а 100 м плечо В–З расположено к западу от северного конца второй линии С–Ю.

Измерения вариаций магнитного поля и естественных электрических потенциалов на 1-ой линии производятся с помощью 24-битной геофизической электромагнитной измерительной системы METRONIX ADU-07e. Датчики электрического и магнитного полей подключаются непосредственно к ADU-07 (Analog/Digital Signal Conditioning Unit), который является основным блоком системы. Сам прибор (METRONIX ADU-07e.) находится в помещении. Туда же заведены концы проводов от неполяризуемых электродов. Измерительные линии, указанные на рисунке, расположены по направлениям магнитных С–Ю и В–З. Линия восток–запад (обозначенная черным цветом) расположенная на западном краю мари.



Рис. 1. Расположение трех пар “измерительных линий” длиной по 100 м. Первые две пары линий практически совпадают и захватывают заболоченный участок – марь.

Заболоченная часть мари видна как безлесный участок и редколесье.

На остальных линиях измерения проводились с помощью специального логгера. Используются неполяризуемые электроды 4.2-Е-SMS-M. Для контроля измерений использовался мультиметр АММ-1009, имеющий при измерении напряжений внутреннее сопротивление более 3 Мом и позволяющий производить измерения с точностью до 0.1 мВ.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Наши наблюдения с 2017 по 2021 гг. показали, что вариации на первой и второй парах линий, захватывающих участок с марью, приблизительно совпадают. В отсутствии магнитных возмущений вариации естественных потенциалов имеют характерный суточный ход, описываемый одним периодом волны с амплитудой 5 мВ в измерительной линии на неоднородности “марь”, максимум которой сдвигается по времени от лета (6 UT) к зиме (23 UT).

Для описания сезонной вариации рассмотрим вариации на второй паре линий. Их вариации приведены на рис. 2. Весной на этой линии, расположенной С–Ю с 04–17 апреля по 11–27 апреля наблюдается резкое изменение потенциалов в отрицательную сторону на 55–90 мВ, далее изменение в сторону положительных потенциалов до 20 мая на 170 мВ. До середины июля наблюдается плато и затем резкое изменение в сторону отрицательных потенциалов на 50 мВ. Далее до конца октября наблюдается осеннее плато. В середине ноября происходит резкий подъем до зимних значений. Зимой наблюдается плато с небольшим

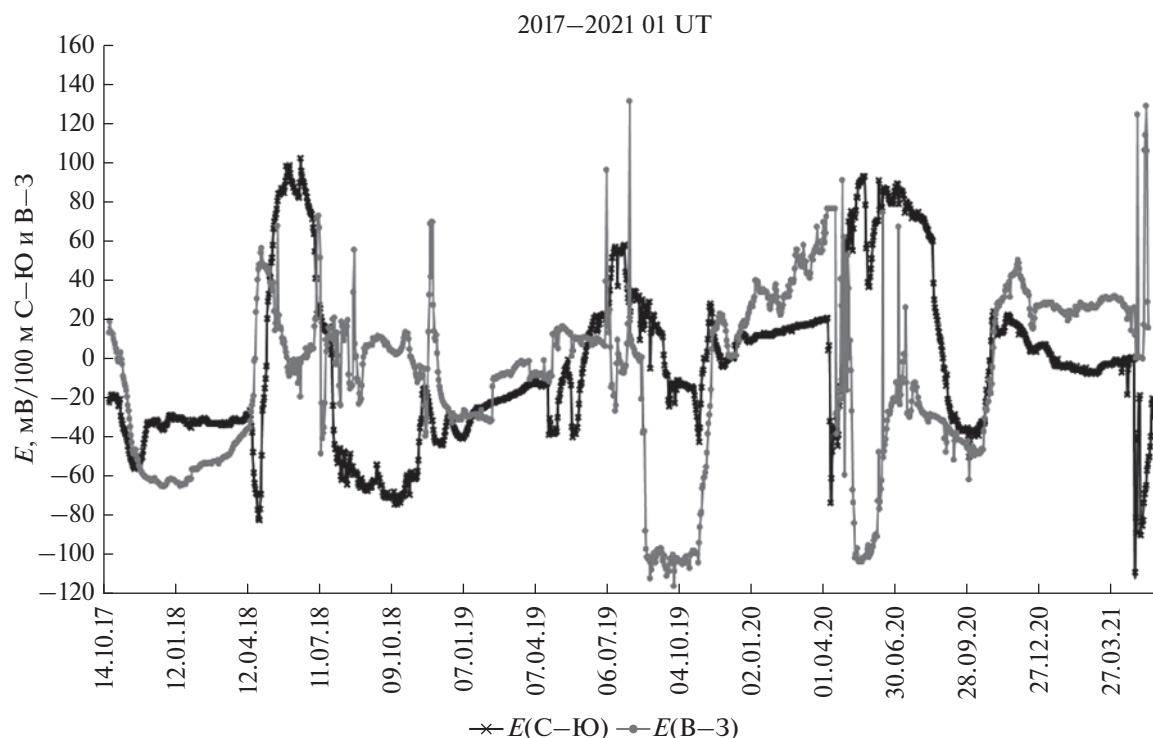


Рис. 2. Вариации на второй паре линий, захватывающих участок с марью.

наклоном. На линии, расположенной В–3, наблюдается похожая вариация.

Вариация потенциалов для сухого участка представлена на рис. 3. Потенциалы и их вариации на линиях, расположенных на сухом участке (третья пара линий), коррелируют с вариациями на участке, содержащем марь, но по величине меньше примерно в 10 раз.

Сравним сезонные вариации на заболоченном участке (марь) и полностью сухом. Для этого рассмотрим вариации естественных потенциалов на первой паре линий между датчиками В и Ю, направленной с ЮЗ на СВ. Датчик В расположен почти в центре мари, а датчик Ю на ее краю. Расстояние между датчиками 70 м. Вторая пара датчиков (третья пара линий) расположена на полностью сухом участке и образуют линию параллельную линии на море длиной 140 м, удаленную от первой на 140 м.

Сравнение сезонных вариаций на заболоченном участке (марь) и полностью сухом показано на рис. 4. Сезонный размах потенциалов на линии на море составляет 350 мВ. Само изменение начинается с 01 апреля с величины стабильных зимних значений 40 мВ/70 м. Далее идет резкий скачок до 11 апреля до 150 мВ/70 м, связанный с таянием снега. Далее еще более резкий скачок в обратную сторону до –200 мВ/70 м до 22 мая.

Далее наблюдается экспоненциальное летнее изменение до –10 мВ/70 м до 01 ноября. В ноябре идет постепенная перестройка к стабильному зимнему уровню 22 мВ/70 м. На сухом участке наблюдается качественно похожая картина. Только размах составляет 63 мВ/140 м и стабильный зимний уровень составляет от –0.9 до 2 мВ/140 м.

По зимним наблюдениям наблюдается длительная вариация с периодом около 4-х лет в направлениях С–Ю и В–3 (рис. 2). Зимой 2016–2017 гг. наблюдался спад к зиме 2017–2018 гг. и далее подъем на протяжении 3-х лет до конца зимы 2019–2020 гг., и снова спад зимой 2020–2021 гг.

Наблюдаемую зависимость усредненной месячной величины естественных потенциалов от месячной суммы осадков (рис. 5) можно выразить линейной функцией E (мВ/100 м) = 1.2 V (мм/месяц) + 29. Приведены среднемесячные данные осадков и потенциалов с осени 2017 по весну 2021. Данные осадков взяты с сайта http://www.pogodaiklimat.ru/history/24959_2.htm.

Во время дождливых дней наблюдаются резкие выбросы величин естественных потенциалов (рис. 2–рис. 4). Это связано с резким увеличением проводимости промокшего грунта. Максимальные осадки 34–73 мм/месяц 2016–2020 гг. наблюдались в июле–сентябре.

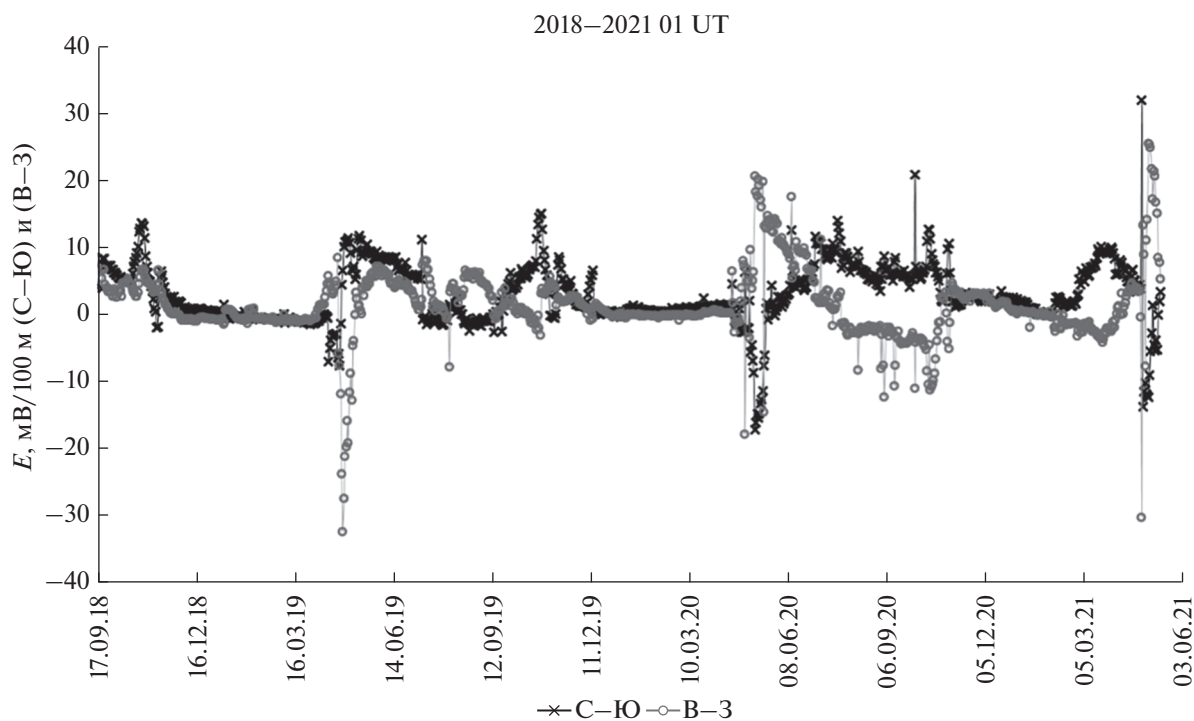


Рис. 3. Вариации на третьей паре линий, сухой участок.

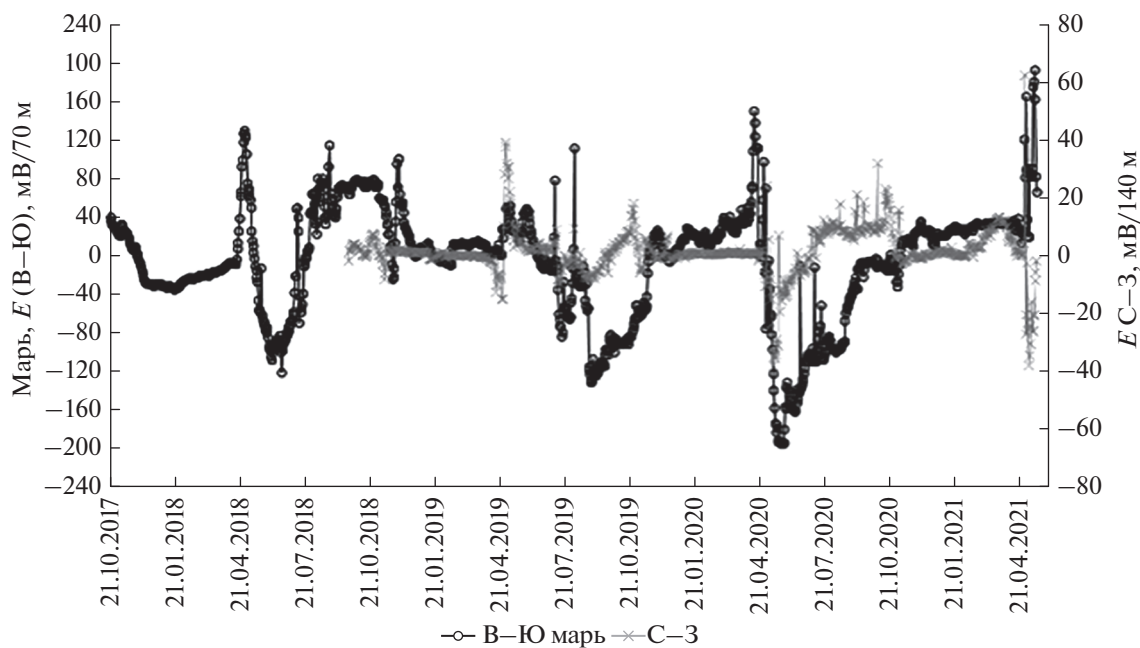


Рис. 4. Сезонные вариации на заболоченном участке (марь) и полностью сухом.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Наиболее значимой периодичностью является годовая, что соответствует результатам, полученным на Гармском горном полигоне [Дещеревский, Сидорин, 1999] и на Камчатке [Юшко,

2007]. Эта вариация на заболоченном участке имеет значительную величину ~120 мВ/100 м. На сухом участке амплитуда этой вариации в три раза меньше, что объясняется стоком подснежных вод в низины, в том числе на заболоченные участки,

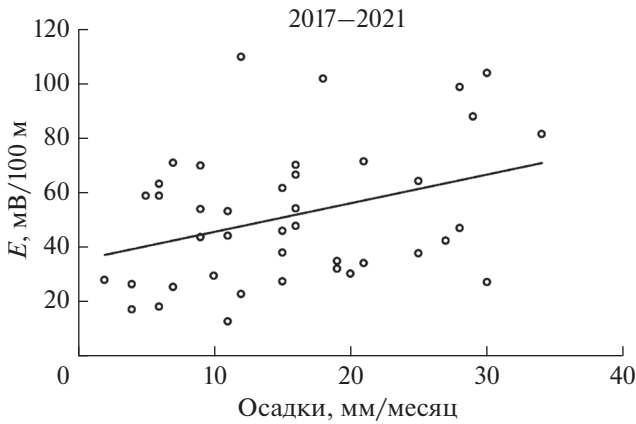


Рис. 5. Зависимость усредненной месячной величины естественных потенциалов от месячной суммы осадков.

где вода накапливается и после схода снежного покрова полностью покрывает грунт. В периоды установления положительных температур воздуха проявляются амплитудные вариации, что и отмечается в работе [Дещеревский, Сидорин, 1999]. В силу малого количества осадков в центральной Якутии, где проводились наблюдения, к середине лета эта вода испаряется из-за устойчивых высоких температур до 35 градусов Цельсия и проводимость верхнего слоя грунта уменьшается, несмотря на идущую оттайку мерзлоты в нем. Наблюдается зависимость величины естественных потенциалов от величины осадков, увеличивающих влажность почвы и ее проводимость, что отмечается в работе [Рябова, 2015].

Весенне-осенние достаточно резкие переходы, особенно в весеннее время, обусловлены полным промерзанием верхнего слоя грунта осенью, оттаивающего весной и соответствующих изменений электрических свойств грунта. Весеннее таяние снежного покрова приводит к резкому увлажнению самого верхнего слоя грунта, что приводит к резкому увеличению его проводимости. Как по-

казано в работе [Кролевец, 2003] основной особенностью годового хода градиентов ЭТП является сезонный минимум, совпадающий с периодом таяния снежного покрова (со второй половины апреля, когда среднесуточная температура воздуха переходит через ноль, до середины июня).

В зимнее время наблюдается устойчивое значение геоэлектрических потенциалов, что объясняется отсутствием вариаций в проводимости в периоды установления отрицательных температур воздуха и полного промерзания мерзлотного слоя, что отмечается и в долговременных наблюдениях на Камчатке [Юшко, 2007].

В отсутствии магнитных возмущений и дождя в день измерений и в предыдущий день вариации естественных потенциалов на участке с марью имеют характерный суточный ход, описываемый одним периодом волны с примерно противофазным характером. Атмосферика создают характерные всплески иногда до 120 мВ/100 м, учитывая секундное разрешение прибора. Далее приведено описание характерных периодов суточной вариации для сезона с декабря 2016 г. по сентябрь 2017 г. В декабре 2016 г. на линиях С–Ю и В–3 суточная вариация составляет около 2 мВ/100 м с максимумом около 21 UT (С–Ю) и около 24 UT (В–3). В июне 2016 г. на линии С–Ю суточная вариация составляет около 40 мВ/100 м с максимумом в 2–7 UT (С–Ю) и минимумом 15–19 UT. На линии В–3 суточная вариация составляет около 40 мВ/100 м с максимумом в 10–15 UT (С–Ю) и минимумом в 0–3 UT. В августе на линии С–Ю суточная вариация составляет около 25 мВ/100 м с максимумом в 3–10 UT (С–Ю) и минимумом в 0–19 UT. На линии В–3 суточная вариация составляет около 15 мВ/100 м с максимумом в 10–15 UT (С–Ю) и минимумом в 15–24 UT. В сентябре на линии С–Ю суточная вариация составляет около 15 мВ/100 м с максимумом в 12–21 UT (С–Ю) и минимумом в 3–6 UT. На линии В–3 суточная вариация составляет около 6 мВ/100 м с максимумом в 6–9 UT (С–Ю) и минимумом в 21–24 UT. Для линий на сухом участке суточная вариация мала и плохо выделяется из уровня флуктуаций. Выделяются только всплески во время дождя до 20 мВ/100 м.

Количественные данные по потенциалам в начале и конце сезона полной проморозки зимой верхнего оттаивающего летом слоя в 2017–2021 гг. представлены в табл. 1.

Количественные данные по потенциалам в характерных точках (когда потенциалы резко изменяются, см. рис. 2–рис. 4) летнего сезона оттайки верхнего слоя в 2017–2021 гг. для сухого участка и участка с марью представлены в табл. 2.

Таблица 1

Дата	С–Ю, мВ/100 м		В–3, мВ/100 м	
	марь	сухо	марь	сухо
07.12.2017	–32.5		–57	
16.04.2018	–27.2		–32	
23.11.2018	–30	2	–23	1
25.04.2019	–8	–1.1	–11	–0.9
06.12.2019	1	0.7	2	0.5
26.04.2020	20	1.8	72	0.3
01.11.2020	24	3	28	3
27.04.2021	1	4	25	3.6

Таблица 2

Дата	Марь		Сухо	
	С–Ю, мВ/100 м	В–З, мВ/100 м	С–Ю, мВ/100 м	В–З, мВ/100 м
26.04.2018	–81	54		
29.05.2018	87	–5		
05.08.2018	–46	18		
30.04.2019	–38	12	–7	–32
18.05.2019	–0.7	–2	11	4
13.07.2019	56	–102	0.6	5
19.09.2019	–8	–116	15	–0.3
11.04.2020	–73	90	–2.6	1.3
21.05.2020	91	–102	–18	20
08.09.2020	–28	–43	8	–3
26.04.2021	–109	124	–30	24
17.05.2021	–23	–50	–17	–36
17.07.2021	24	33	2	4
09.12.2021	–8	14	6	1.4

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Переход от летних значений к зимним для естественных потенциалов при измерениях, проведенных в центральной Якутии, как на участке с марью, так и на сухом участке, происходит в конце ноября. Обратный переход значений естественных электрических потенциалов от зимних условий к летним по нашим наблюдениям происходил с третьей декады апреля, в течение мая. Эти весенне-осенние переходы обусловлены промерзанием верхнего слоя грунта, оттаивающего в летних условиях и соответствующих изменений электрических свойств грунта. Наблюдается зависимость величины естественных потенциалов от величины осадков, увеличивающих влажность почвы и ее проводимость.

Вариации естественных электрических потенциалов в течение годового сезона с сентября 2016 г. по апрель 2021 г. на участке с марью составили значительную величину ~120 мВ/100 м. При отсутствии неоднородности (мари) максимальная вариация наблюдается весной во время схода снежного покрова из-за резкого увлажнения верхнего слоя грунта и составляет менее 40 мВ/100 м.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания (номер госрегистрации № АААА-А21-122011700182-1).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Адушкин В.В., Спивак А.А. Приповерхностная геофизика: комплексные исследования литосферно-атмо-

сферных взаимодействий в окружающей среде // Физика Земли. 2012. № 3. С. 3–21.

Балобаев В.Т., Иванова Л.Д., Никитина Н.М., Шепелев В.В., Ломовцева Н.С., Скутин В.И., Анисимова Н.П. Подземные воды Центральной Якутии и перспективы их использования. Новосибирск: изд-во СО РАН, филиал “Гео”. 2003. 117 с.

Башкуев Ю.Б. Электрические свойства природных слоистых сред. Новосибирск: изд-во СО РАН. 1996. 207 с.

Дещеревский А.В., Сидорин А.Я. Скрытые периодичности и фликкер-шум в электротеллурическом поле // Физика Земли. 1999. № 4. С. 56–67.

Ефремов В.Н. Радиоимпедансное зондирование мерзлых грунтов / В.Н. Ефремов. Якутск: изд-во Ин-та мерзлотоведения СО РАН. 2013. 204 с.

Ефремов В.Н. Возможности регистрации геофизических аномалий от талых водоносных зон и горизонтов в мерзлых толщах // Криосфера Земли. 2017. Т. 20. № 6. С. 129–133.

Кролевец А.Н., Копылова Г.Н. Приливные составляющие в электротеллурическом поле // Физика Земли. 2003. № 5. С. 77–84.

Лебедева Л.С., Ефремов В.С., Христофоров И.И., Бажин К.И., Огонеров В.В., Павлова Н.А. Талики и формирование речного стока на малом водосборе в сплошной криолитозоне Центральной Якутии. Третьи виноградовские чтения. Грани гидрологии. 2018. С. 62–66.

Лебедева Л.С., Бажин К.И., Христофоров И.И., Абрамов А.А., Павлова Н.А., Ефремов В.С., Макарьева О.М. Надмерзлотные субаэральные талики в бассейне реки Шестаковка (Центральная Якутия) // Криосфера Земли. 2019. Т. 23. № 1. С. 40–50.

Некрасов И.А. Вечная мерзлота Якутии. Якутск: Якутское книжное изд-во. 1984. 120 с.

- Нерадовский Л.Г.* Опыт изучения влияния температуры на удельное электрическое сопротивление мерзлых грунтов // Геофизика. 2013. № 1. С. 67–70.
- Павлова Н.А., Колесников А.Б., Ефремов В.С., Шепелев В.В.* Химический состав подземных вод межмерзлотных таликов в центральной Якутии // Водные ресурсы. 2016. Т. 43. № 2. С. 216–216.
- Рябова С.А., Спивак А.А., Горбунова Э.М.* Вариации магнитного типпера на земной поверхности при изменении уровня подземных вод. Глубинное строение, геодинамика, тепловое поле земли, интерпретация геофизических полей. 2015. С. 288–292.
- Стручков А.С., Федоров Ю.Ю.* Опыт-промышленное испытание и мониторинг подземного полиэтиленового газопровода // Наука и образование. 2004. № 1. С. 53–56.
- Уткин В.И., Тягунов Д.С., Сокол-Кутыловский О.Л., Сенина Т.Е.* Загрязнение окружающей среды в связи с воздействием электромагнитного поля на частотах 0.05–20 Гц // Геоэкология, инженерная геология, гидрогеология, геокриология. 2010. № 4. С. 328–335.
- Шепелев В.В., Бойцов А.В., Оберман Н.Г., Петченко М.Ф., Санникова А.В., Завадский Ф.Р. и др.* Мониторинг подземных вод криолитозоны. Ин-т мерзлотоведения СО РАН. 2002. 172 с.
- Юшко В.А.* Многомерный анализ временных рядов электротеллурических данных на пункте Верхняя Паратунка (Камчатка) // Вестник КРАУНЦ. Науки о Земле. 2007. № 9. С. 159–168.
- Cao W., Sheng Y., Wu J., Peng E.* Differential response to rainfall of soil moisture infiltration in permafrost and seasonally frozen ground in Kangqiong small basin on the Qinghai-Tibet Plateau // Hydrological Sciences J. 2021. V. 66. № 3. P. 525–543.
- Lange A.L., Barner W.L.* Application of the natural electric field for detecting karst conduits on Guam // International J. Rock Mechanics and Mining Sciences and Geomechanics Abstracts. 1996. V. 2. № 33. P. 77A.
- Lucas G.M., Love J.J., Kelbert A., Bedrosian P.A., Rigler E.J.* A 100-year Geoelectric Hazard Analysis for the US High-Voltage Power Grid // Space Weather. 2020. V. 18. № 2. P. e2019SW002329.
- Mather K.B., Wescott E.M.* Telluric currents at geomagnetically conjugate stations in the Aleutian Islands and New Zealand // J. Geophysical Research. 1962. V. 67. № 12. P. 4825–4831.
- Perrier F., Morat P.* Characterization of electrical daily variations induced by capillary flow in the non-saturated zone // Pure and Applied Geophysics. 2000. V. 157. № 5. P. 785–810.
- Qin-Zhong M.A., Jia-Dong Q.I.A.N., Wei L.I., Wen-Zhou Z.H.A.O., Guo-Qing F.A.N.G.* Characteristics of the spatial variation of geoelectric field signals recorded at the stations in Huagong area (south-east China) from 4 heavy current sources // Chinese J. Geophysics. 2017. V. 60. № 1. P. 12–30.
- Shpedt A.A., Ligaeva N.A., Emelyanov D.V.* Transformation of soil and land resources of the Middle Siberia in the conditions of climatic changes // IOP Conference Series: Earth and Environmental Science. 2019. V. 315. № 5. P. 052051.

Variations Of Natural Electrical Potentials In The Cryolithozone, Yakutsk

V. I. Kozlov^{a, *}, D. G. Baishev^{a, **}, and E. A. Pavlov^{a, ***}

^a*Yu. G. Shafer Institute of Cosmophysical Research and Aeronomy SB RAS, Yakut Scientific Centre SB RAS, Yakutsk, Russia*

**e-mail: vkozlov@ikfia.ysn.ru*

***e-mail: baishev@ikfia.ysn.ru*

****e-mail: pochta_baki@mail.ru*

This paper considers daily, seasonal, and interannual variations of natural potentials at two sites in the cryolithozone at the testing polygon of the Institute of Cosmophysical Research and Aeronomy of the Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences near Yakutsk from autumn 2017 to spring 2021. One site includes a waterlogged area (marsh), and the other is located on a “dry” area. Variations of natural electric potentials during the annual season at the site with the marsh had a significant value of ~120 mV/100 m. The maximum variation is observed in spring, during the melting of the snow cover due to a sharp humidification of the top layer of soil. The variation on the “dry” area is less than 40 mV/100 m. The transition from summer to winter values for natural potentials occurs in November. The reverse transition from winter to summer conditions occurs from the last third of April through May. These spring-autumn transitions are caused by the freezing of the top layer of soil thawing under summer conditions and the corresponding changes in the electrical properties of the soil. There is a dependence of the value of natural potentials on the value of precipitation that increases soil humidity and its conductivity.

Keywords: electric potentials, telluric currents, cryolithozone, soil freezing, seasonal variation